Postverlagsort Würzburg 2

DIE NATURWISSENSCHAFTEN

BEGRÜNDET VON A. BERLINER UND C. THESING

UNTER MITWIRKUNG VON

J. BARTELS · E. BEDERKE · H. BROCKMANN · P. TEN BRUGGENCATE · C. W. CORRENS · H. v. FICKER
R. GRAMMEL · O. HAHN · R. HARDER · M. HARTMANN · W. HEISENBERG · K. HENKE · A. KÜHN
M. v. LAUE · H. MARTIUS · R. W. POHL · H. REIN

HERAUSGEGEBEN VON

ARNOLD EUCKEN†

ORGAN DER MAX-PLANCK-GESELLSCHAFT ZUR FÖRDERUNG DER WISSENSCHAFTEN
ORGAN DER GESELLSCHAFT DEUTSCHER NATURFORSCHER UND ÄRZTE

SPRINGER-VERLAG / BERLIN · GÖTTINGEN · HEIDELBERG

37. JAHRGANG | HEFT 15 (ERSTES AUGUSTHEFT) | 1950

INHALT:

Seite

AUFSÄTZE.

Die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante und das Problem der spektroskopischen Einheiten. Von Josef Brandmüller und Eduard Rüchardt 337

Grundlinien im Aufbau Afrikas. Von S. Passarge 343

Der Kerndualismus der Ciliaten und Suktorien. Von Karl G. Grell 347

Seite

KURZE ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zweipolige Lichtenberg-Figuren. Von G. Knoerzer und W. Kossel 357

Eine Mikrowellenmethode zur Messung von Elektronenkonzentrationen im Plasma einer Glimmentladung. Von R. Honerjäger und E. Schulz-Du Bois 357

Sichtbarmachung von Ultraschallwellen. Von H. Schreiber und W. Degner 358

Optische Bestimmungen von Schwebestoffen im Meere. Von N. G. Jerlov 359

Die bodennahen Wasserschichten der Tiefsee. Von F. F. Koczy 360

Die Chemie in wasserähnlichen Lösungsmitteln

Die Grundlagen des chemischen und physikalisch-chemischen Verhaltens der Stoffe in einigen nichtwäßrigen, aber wasserähnlichen Solventien

Von

Dr. Gerhart Jander

o. Professor für Chemie an der Universität zu Greifswald

Mit 78 Abbildungen. X, 367 Seiten. 1949. DMark 36.—
(Anorganische und allgemeine Chemie in Einzeldarstellungen Band I)

Inhaltsübersicht:

I. Einführung und Allgemeines über das Wasser als Lösungsmittel. — II. Die Chemie in wasserfreiem Fluorwasserstoff. — III. Die Chemie in wasserfreiem, verflüssigtem Ammoniak. — IV. Die Chemie in wasserfreiem, verflüssigtem Schwefelwasserstoff. — V. Die Chemie in wasserfreier Blausäure. — VI. Die Chemie in wasserfreier Salpetersäure. — VII. Die Chemie in flüssigem Jod. — VIII. Die Chemie in verflüssigtem Schwefeldioxyd. — IX. Die Chemie in essigsäurefreiem Essigsäureanhydrid. — X. Die Bedeutung der Untersuchungen über die Chemie in nichtwäßrigen, aber „wasserähnlichen" Lösungsmitteln für die theoretische und allgemeine Chemie sowie für die präparative chemische Praxis. — Sachverzeichnis.

Aus dem Vorwort:

Die zunehmende Bedeutung der physikalischen Untersuchungsmethoden für naturwissenschaftliche Forschungen hat es mit sich gebracht, daß der gasförmige Zustand der Materie fast ausschließlich ein Arbeitsfeld der Physiker geworden ist. Andererseits sind die Forschungen über den festen Zustand der Stoffe mehr und mehr den Krystallchemikern, Krystallographen und Mineralogen zugefallen. Man hat daher gelegentlich von einer Tragik der anorganischen Chemie gesprochen, denn ihr sei als wissenschaftliches Arbeitsgebiet eigentlich nur noch der flüssige und gelöste Zustand der Materie geblieben. Über die Berechtigung und Bedeutung dieser Ansicht läßt sich zweifellos diskutieren. Aber selbst wenn man diese Anschauung gelten lassen wollte, so ist für den modernen Anorganiker eine fast unerschöpfliche Fülle von interessanten Themen und verschiedenartigen Problemen allein in der Chemie der Flüssigkeiten und der Lösungen vorhanden. Man muß sie nur sehen. Beiträge hierzu möchten, so hofft der Verfasser, die in dem vorliegenden Buch besprochenen Untersuchungen sein.

SPRINGER-VERLAG / BERLIN · GÖTTINGEN · HEIDELBERG

DIE NATURWISSENSCHAFTEN

erscheinen zweimal monatlich. Bestellungen nimmt jede Buchhandlung, in den Westzonen auch jedes Postamt entgegen. Preis vierteljährlich 12.— DMark, für das einzelne Heft 2.50 DMark, zuzüglich Postgebühren.

Nachdruck: Der Verlag behält sich das ausschließliche Recht der Vervielfältigung und Verbreitung aller in dieser Zeitschrift zum Abdruck gelangenden Beiträge sowie ihrer Verwendung für fremdsprachige Ausgaben vor.

Sonderdrucke: Den Verfassern von Originalbeiträgen und Kurzen Originalmitteilungen stehen 75 Exemplare kostenfrei zur Verfügung.

Anzeigen werden von der Anzeigenabteilung des Verlages (Berlin W 35, Reichpietschufer 20 [Britischer Sektor], Tel. 91 03 46) angenommen. Die Preise wolle man unter Angabe der Größe und des Platzes erfragen.

Vertriebs-Vertretungen des Verlages im Ausland:

Schweiz . . . . . Lange, Maxwell & Springer A.G., Schützenmattstr. 43, Basel

Frankreich . . . . . Lange, Maxwell & Springer S.A., 24, Rue des Ecoles, Paris (V^e)

England, USA. und übriges Ausland Lange, Maxwell & Springer Ltd., 41—45 Neal Street, London, W.C.2

Springer-Verlag

Berlin · Göttingen · Heidelberg

Redaktionelle Hinweise.

I. Allgemeines.

1. Bei der Einsendung von Manuskripten an „Die Naturwissenschaften" bittet die Redaktion die Herren Autoren, stets im Auge zu behalten, daß die Zeitschrift in erster Linie den Wünschen und Interessen des weiten Kreises ihrer Leser zu dienen hat und daß daher ihnen gegenüber Sonderwünsche der Herren Autoren in bezug auf Inhalt, Form und Umfang ihrer Veröffentlichung zurücktreten müssen, falls die Redaktion dies für erforderlich hält.

2. Vor allem bittet die Redaktion, von der Einsendung von Aufsätzen Abstand zu nehmen, die nur für einen eng begrenzten Leserkreis verständlich und von Interesse sind, und die daher in einer Fachzeitschrift ihren richtigen Platz haben. Ausnahmen bilden knapp gefaßte Schilderungen der Ergebnisse eben fertiggestellter Arbeiten; für diese ist die Rubrik „KOM" („Kurze Originalmitteilungen") vorgesehen. Wegen Platz- und Papiermangels sind allerdings auch hier gewisse Einschränkungen nötig. In bezug auf den Inhalt: Angenommen werden können nur wirklich wichtige Arbeiten (z. B. keine bloßen Analogiearbeiten). In bezug auf den Umfang: Im Durchschnitt kann für eine einzelne KOM nur der Raum einer Spalte (etwa 1000 Silben) zur Verfügung gestellt werden.

3. Autoren, namentlich solche, welchen die Gepflogenheiten bei Veröffentlichungen in den „Naturwissenschaften" noch nicht bekannt sind, werden gebeten, in die ausführlichere Darstellung der allgemeinen redaktionellen Richtlinien Einblick zu nehmen, welche in Heft 1 des 33. Jahrgangs abgedruckt sind. Ergänzend sei hier bemerkt, daß die Rubrik „Tagesnotizen" in Zukunft nicht fortgeführt wird, daß also Einsendungen für diese zwecklos sind.

II. Spezielle Hinweise.

Alle Sendungen und Zuschriften sind zu richten an:

Redaktion der Naturwissenschaften,

(20b) Göttingen, Bürgerstraße 50.

In sämtlichen Fällen erhalten die Autoren eine Bestätigung über das Eintreffen von Manuskripten sowie über deren Annahme oder Ablehnung. In den Aufsätzen sind seltene und nur einem kleinen Leserkreis verständliche Fachausdrücke nach Möglichkeit zu vermeiden oder in einer Fußnote kurz zu erläutern. Literaturzitate sind fortlaufend zu numerieren; die angeführten Arbeiten werden dann in einem Literaturverzeichnis am Schluß der Arbeit zusammengestellt. Bei Erläuterung des Textes durch Figuren ist überflüssiger Aufwand zu vermeiden. Figurenvorlagen für Strichätzungen sind so sorgfältig herzustellen, daß nach ihnen ohne weitere Rückfragen Reinzeichnungen angefertigt werden können. Diese werden zur Zeitersparnis den Autoren im allgemeinen nicht vorgelegt, sondern seitens der Redaktion kontrolliert.

Photographische Abbildungen (Autotypien) können gebracht werden, soweit sachlich erforderlich. In vielen Fällen läßt sich jedoch das Wesentliche durch eine (leichter reproduzierbare) Zeichnung ebensogut zeigen.

Korrekturen.

Die Autoren erhalten in jedem Fall eine Fahnenkorrektur, deren umgehende Erledigung und Rücksendung (mit einem Vermerk, ob der Beitrag druckfertig oder eine Revision erforderlich ist) erbeten wird.

Besprechungsexemplare.

Es wird gebeten, von der unverlangten Zusendung von Büchern, besonders kleineren Broschüren und Zeitschriften-Heften, abzusehen und zunächst eine Anfrage an die Redaktion zu richten, die dann von sich aus Exemplare anfordern wird. — Für die Rückgabe unverlangter Sendungen kann keine Gewähr übernommen werden.

Theorie der Supraleitung

Von

Max von Laue

Göttingen

Zweite Auflage

Mit 37 Textabbildungen. III, 115 Seiten. 1949. DMark 16.40

Inhaltsübersicht:

Einleitung. Die grundlegenden Tatsachen. — Die Stromverteilung zwischen parallel geschalteten Supraleitern. — Die Grundgleichungen der Maxwell-Londonschen Theorie. — Raumladungen im kubischen Supraleiter. — Die Erhaltung der Energie. — Die Telegraphengleichung für kubische Supraleiter. — Stationäre Felder. — Der stromdurchflossene Draht. — Der stromdurchflossene Hohlzylinder. — Der Zylinder im homogenen Magnetfeld. — Die Kugel im homogenen Magnetfeld. — Dauerströme. — Die Maxwell-Londonschen Spannungen. — Das elektrodynamische Potential. — Elektrische Wellen in kubischen Supraleitern. — Der Hochfrequenzwiderstand der Supraleiter. — Die Thermodynamik des Übergangs vom Normal- zum Supraleiter. — Der Grenzwert der magnetischen Feldstärke für „dünne" Supraleiter. — Der Zwischenzustand. — Eine nichtlineare Erweiterung der Theorie (Zusatz bei der Korrektur). — Mathematischer Anhang [Beweis der Gleichung (14. 8.)]. Namen- und Sachverzeichnis.

SPRINGER-VERLAG / BERLIN · GÖTTINGEN · HEIDELBERG

Soeben erschien in v i e r t e r, verbesserter Auflage: September 1949

Chemische Spektralanalyse

Eine Anleitung zur Erlernung und Ausführung von Spektralanalysen im chemischen Laboratorium

Von

Professor Dr. **W. Seith** und Dr. **K. Ruthardt**
Buldern über Dülmen Hanau

V i e r t e, verbesserte Auflage.

Mit 106 Abbildungen im Text und einer Tafel. VII, 173 Seiten.

DMark 16.50

(Anleitungen für die chemische Laboratoriumspraxis.
Begründet von Professor Dr. E. Zintl †. Herausgegeben von Professor Dr. R. Brill.
Band I)

Aus dem Vorwort zur vierten Auflage:

Nachdem die „Chemische Spektralanalyse" im Jahre 1937 zum ersten Male erschienen war, folgten 1940 und 1943 die zweite und dritte Auflage. Im vergangenen Jahre ermutigte uns der Verlag, eine vierte Auflage zu bearbeiten. Da das Buch als Lehr- und Übungsbuch an den Hochschulen und in vielen Industrielaboratorien Eingang gefunden hatte und seit Jahren vergriffen war, schien eine Neuauflage notwendig und erfolgversprechend, obwohl sich die Verhältnisse grundlegend geändert haben. Zwar sind unsere Hochschulen mit Studierenden überfüllt, aber ein großer Teil der Apparaturen ist durch den Krieg in Mitleidenschaft gezogen, und Plattenmaterial ist kaum zu bekommen. Die Industrie hat ebenfalls mit vielen Schwierigkeiten zu kämpfen, so daß im ganzen gesehen die Anwendung der Spektralanalyse stark zurückgegangen ist. Wir glauben jedoch, daß trotzdem noch ein reges Interesse für das Gebiet besteht und somit unsere Arbeit ihre Berechtigung hat.

Gelegentlich früherer Auflagen wurde der Wunsch ausgesprochen, wir möchten die englische und amerikanische Literatur vollständiger berücksichtigen. Diesem Wunsche wären wir gerne nachgekommen. Heute bestehen aber mehr Hindernisse denn je. Es ist uns bekannt, daß gerade in England und USA die Spektralanalyse große Fortschritte gemacht und sich ein großes Feld erobert hat, wobei z. T. andere Wege wie in Deutschland beschritten wurden. Es war uns aber bis jetzt nicht möglich, die Neuerscheinungen zu bekommen oder die im Ausland entwickelten Geräte kennenzulernen. Wir haben uns deshalb in dieser Auflage noch einmal darauf beschränkt, eine möglichst vollständige Beschreibung der in

SPRINGER-VERLAG · BERLIN · GÖTTINGEN · HEIDELBERG

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen

Deutschland üblichen Methoden und Apparate anzugeben und hoffen, daß die „Chemische Spektralanalyse" trotz dieser Einschränkung ihren Weg über die Grenzen unserer Heimat hinaus finden möge.

Inhaltsverzeichnis:

Einleitung. — **I. Allgemeine Grundlagen** Lichtanregung. Spektralapparat. Zur Theorie der Spektrographie. Entstehung der Spektren. — **II. Qualitative Analyse.** Aufgabe 1: Analyse in der Bunsenflamme. Aufgabe 2: Spektren der Gase. Aufgabe 3: Photographische Aufnahme eines Spektrums. Aufgabe 4: Aufnahmeverfahren und Anregungsarten. Aufgabe 5: Bestimmung der Wellenlänge und Aufstellung einer Dispersionskurve. Aufgabe 6: Spektren und periodisches System. Aufgabe 7: Qualitative Analyse. Aufgabe 8: Das Arbeiten mit dem Projektor. Aufgabe 9: Koinzidenz und Reinheitsprüfung. — **III. Quantitative Analyse.** Aufgabe 10: Übersichtsanalyse. Aufgabe 11: Abhängigkeit des Spektrums von den Entladungsbedingungen. Aufgabe 12: Quantitative Analyse nach der Methode der homologen Linienpaare. Aufgabe 13: Photometrieren eines Spektrums. Aufgabe 14: Die photographische Platte. Aufgabe 15: Analyse durch Schwärzungsvergleich. Aufgabe 16: Drei- und Zweilinienverfahren. Aufgabe 17: Analyse durch Intensitätsvergleich. Aufgabe 18: Der Seidelsche Schwärzungswert und die Berücksichtigung des Untergrundes. Aufgabe 19: Das Rechenbrett. Aufgabe 20: Die serienmäßige Ausführung von Spektralanalysen. Aufgabe 21: Herstellung von Testlegierungen. Aufgabe 22: Quantitative Spektralanalyse mit dem visuellen Spektralphotometer. — **IV. Verfahren für besondere Zwecke.** Aufgabe 23: Erhitzungsanalyse. Aufgabe 24: Analyse von Salzen und festen, nichtmetallischen Proben. Aufgabe 25: Lokalanalyse. Aufgabe 26: Zerstörungsfreie Materialprüfung. Analyse von Hartmetallwerkzeugen mit Hilfe von homologen Linienpaaren. Aufgabe 27: Der Niederspannungsfunke. Aufgabe 28: Analyse von Lösungen. Aufgabe 29: Der Lundegårdh-Brenner und die Kaliumanalyse nach SCHUHKNECHT-WAIBEL. Aufgabe 30: Absorptionsspektren. Aufgabe 31: Absorptionsspektren von Gasen. — Verzeichnis einiger Bücher und Tabellen. — Spezialausdrücke zur Spektralanalyse. — Sachverzeichnis.

Als weitere Bände der Sammlung sind erschienen:

Band II:

Kolorimetrie und Spektralphotometrie

Eine Anleitung zur Ausführung von Absorptions-, Fluoreszenz- und Trübungsmessungen an Lösungen. Von Gustav Kortüm. Zweite, verbesserte Auflage. Mit 97 Abbildungen im Text. VI, 236 Seiten. 1948. DMark 16.50

Inhaltsübersicht:

Allgemeine Grundlagen: Einleitung und Begrenzung des Stoffes — Absolute und relative Messungen — Das LAMBERT-BEERsche Gesetz und sein Geltungs-

Ich bestelle hiermit:

Anleitungen für die chemische Laboratoriumspraxis.

Begründet von E. Zintl †. Herausgegeben von R. Brill.

.....Expl. Band I: **Seith u. Ruthardt, Chemische Spektralanalyse**

4. Auflage. 1949. DMark 16.50

Ferner.....

.....

.....

.....

(Springer-Verlag · Berlin · Göttingen · Heidelberg)

Name (möglichst Stempel): .....

Genaue Adresse: .....

..... Datum: .....

9. 49. 400

Postkarte

An die Buchhandlung

bereich — Meßtechnische Grundbegriffe — Allgemeine Fehlerquellen — Einteilung der Methoden nach ihrem Meßprinzip. — **Visuelle Methoden:** Fehlerdiskussion — Subjektive Kolorimetrie — Subjektive Spektralphotometrie — Fluoreszenzmessungen (Fluorometrie) — Streuungs- und Trübungsmessungen (Nephelometrie). — **Lichtelektrische Methoden:** Photozellen und ihre für photometrische Messungen wichtigsten Eigenschaften — Fehlerdiskussion — Verschiedene Meßverfahren — Objektive Kolorimetrie — Objektive Spektralphotometrie — Lichtelektrische Titrationen. — **Spektrographische Methoden:** Meßprinzip und Fehlerdiskussion — Verschiedene Meßverfahren — Einzelheiten zur Aufnahmetechnik — Auswertung der Platten — Allgemeine Gesichtspunkte bei der Aufnahme von Absorptionskurven und graphische Darstellung der Spektren — Fluoreszenzspektren. — **Die Auswahl der Methode nach dem Zweck der Untersuchung (Anwendungsbeispiele):** Untersuchungen über die Konstitution des Nitrat-, Nitrit- und Pernitrit-Ions — Die Konstitutionsbestimmung des Vitamins A — Tautomeriegleichgewichte — Die Konstitution des Chinhydrons in wässeriger Lösung — Das Assoziationsgleichgewicht des Phenols in CCl_4-Lösung — Optische PH-Messungen — Bestimmung der Dissoziationskonstanten von Indikatorsäuren und -basen — Fluoreszenzauslöschung — Die analytische Bestimmung des Eisens — Die Definition der Meßbedingungen bei hohen Genauigkeitsansprüchen. — **Neuere zusammenfassende Darstellungen aus gleichen und verwandten Gebieten.** — Sachverzeichnis.

Band IV:

Polarographisches Praktikum

Von Professor J. Heyrovský. Mit 90 Abbildungen im Text. VI, 118 Seiten. 1948. DMark 8.40

Inhaltsübersicht:

Meßanordnungen: Einleitung. — Einfachste Anordnung — Anordnung mit dem Spiegelgalvanometer — Die Elektrolysengefäße — Entfernen des Luftsauerstoffs — Bestimmung der Depolarisationsspannung und der Halbstufenpotentiale — Bedeutung des Zusatzelektrolyts — Durchführen der polarometrischen Titrationen — Der Polarograph und Vorrichtungen — Polarographen mit Tintenschreiber — Schutz vor Quecksilbervergiftungen — Prüfung der Apparatur — Die Ursachen von Störungen des Kurvenverlaufs. — **Polarographische Bestimmungen:** Die Lösung mit Luftsauerstoff wird offen im Becher untersucht — Luftsauerstoff wird in offenem Becher durch CO_2 entfernt — Die Lösung befindet sich im offenen Becher mit Zusatz von Na_2SO_3 — Die Lösung wird nach Durchleiten von Stickstoff oder Wasserstoff unter Luftabschluß untersucht — Mikroanalytische Untersuchungen — Unterdrücken der Maxima — Analyse einer Lösung von unbekannter Zusammensetzung — Oszillographische Potential-Zeit-Kurven — Tabellen der wichtigsten Depolarisationspotentiale — Verzeichnis der für das Praktikum erforderlichen Reagenzien und der sonstigen Laboratoriumsgeräte. — Literaturangaben — Sachverzeichnis.

Taschenbuch für Chemiker und Physiker

Herausgegeben von
Dr.-Ing. **Jean D'Ans**
Professor an der Technischen Universität Berlin-Charlottenburg
und
Dr. phil. **Ellen Lax**
Physikerin in Berlin

Mit 350 Abbildungen und graphischen Darstellungen.
Zweite, berichtigte Auflage. VIII, 1896 Seiten. 1949.
Ganzleinen DMark 36.—

Das Taschenbuch für Chemiker und Physiker ist seit Jahren weiten Kreisen von Wissenschaftlern und Praktikern zu einem unentbehrlichen Vademecum für die Laboratoriumspraxis geworden. Da eine Neubearbeitung, die den praktischen Bedürfnissen und der wissenschaftlichen Entwicklung Rechnung trägt, längere Vorbereitungsarbeit erfordert, wird den vielfach geäußerten dringenden Wünschen durch Vorlage eines berichtigten Neudrucks entsprochen.

Anorganische und allgemeine Chemie

in Einzeldarstellungen
Herausgegeben von G. Jander und W. Klemm.
Band I: **Die Chemie in wasserähnlichen Lösungsmitteln.**
Die Grundlagen des chemischen und physikalisch-chemischen Verhaltens der Stoffe in einigen nichtwäßrigen, aber wasserähnlichen Solventien. Von Dr. G. Jander, o. Professor für Chemie an der Universität zu Greifswald. Mit 78 Abbildungen. X, 367 Seiten. 1949. DMark 36.—

Neue Entwicklungen auf dem Gebiete der Chemie des Acetylens und Kohlenoxyds

Von Dr. W. Reppe. Mit etwa 40 Abbildungen. Etwa 240 Seiten.
Erscheint im Herbst 1949

Materialprüfung mit Röntgenstrahlen unter besonderer Berücksichtigung der Röntgenmetallkunde

Von Dr. R. Glocker, Professor für Röntgentechnik an der Technischen Hochschule Stuttgart. Dritte, erweiterte Auflage. Mit 349 Abbildungen. VIII, 440 Seiten. 1949. Ganzleinen DMark 58.—

Hochstromkohlebogen

Physik und Technik einer Hochtemperatur-Bogenentladung. Von Professor Dr. Wolfgang Finkelnburg. (Technische Physik in Einzeldarstellungen. Herausgegeben von W. Meissner. Band 6.) Mit 132 Abbildungen. VIII, 221 Seiten. 1948. DMark 22.50

(Springer-Verlag / Berlin, Göttingen, Heidelberg und J. F. Bergmann / München)

9. 49. 400

DIE NATURWISSENSCHAFTEN

37. Jahrgang | Heft 15 (Erstes Augustheft) | 1950

Die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante und das Problem der spektroskopischen Einheiten

Von JOSEF BRANDMÜLLER und EDUARD RÜCHARDT.

SOMMERFELD führte 1915 die Feinstrukturkonstante

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \tag{1}$$

ein [1]. Diese Konstante kann man mit Hilfe der aus verschiedenen Experimenten bekannten Werte von e, h und c mit einer bestimmten Genauigkeit berechnen. Es besteht aber, besonders im Zusammenhang mit dem Problem der spektroskopischen Einheiten, das weiter unten erörtert wird, die Aufgabe, die Konstante α aus spektroskopischen Messungen ohne Zuhilfenahme der Definitionsgrößen zu bestimmen.

Spektroskopische Bestimmung der Feinstrukturkonstante.

Eine erste Bestimmungsgleichung liefert die Theorie der Feinstruktur der Spektrallinien. Der Grundterm der BALMER-Serie ist relativistisch in zwei Feinstrukturniveaus aufgespalten (Fig. 1a). Der Abstand dieser beiden Energieniveaus ergibt sich nach der SOMMERFELDschen Feinstrukturtheorie [2], [3] zu

$$\Delta \nu_H = \frac{1}{16} R_H \alpha^2 . \tag{2}$$

Eine Bestimmung von $\Delta \nu_H$ ergibt zusammen mit dem sehr genau bekannten Wert von R_H einen spektroskopischen Wert von α.

PASCHEN [4] fand 1927 $\Delta \nu_H = 0{,}358$ bis $0{,}363\ \mathrm{cm}^{-1}$. Mit diesem Wert und dem damals bekannten Wert für $R_H = 109677{,}759 \pm 0{,}008$ von HOUSTON [5] erhält man aus (2)

$$1/\alpha = 137{,}89 \pm 0{,}48 , \tag{3}$$

wobei der Fehler als „Fehlergrenze" aufzufassen ist. Bei der Fig. 1a handelt es sich nur um eine „grobe" Vereinfachung des Niveauschemas des zweiten Hauptquantenzustandes von Wasserstoff. Will man die Feinstrukturkonstante genauer als in (3) messen, so muß man weitere Feinheiten dieser Energieniveaus in Betracht ziehen. Solche sind: 1. die *Hyperfeinstruktur* (im engeren Sinne). Infolge Kopplung des Kernspins I mit dem Gesamtdrehimpuls J der Elektronenhülle tritt nach PAULI und FERMI eine Aufspaltung der einzelnen Niveaus auf, die sich in einer Hyperfeinstruktur der Spektrallinien bemerkbar macht. Jedes Niveau ist in zwei Hyperfeinstrukturterme aufgespalten (Fig. 1b). Diese Aufspaltung ist schon seit längerer Zeit bekannt. Neuerdings kommt nun noch dazu 2. der „*Lamb-Shift*". Die relativistische Theorie der Wechselwirkung des Elektrons mit seinem Strahlungsfeld bedingt eine elektromagnetische Selbstenergie des Elektrons, die für gebundene Elektronen etwas kleiner als für freie Elektronen wird, und ergibt, daß der $2^2S_{\frac{1}{2}}$-Term nicht mit dem $2^2P_{\frac{1}{2}}$-Term zusammenfällt, sondern um etwa 1000 MHz ($\approx 0{,}033\ \mathrm{cm}^{-1}$) höher liegt [6]. Dieser $2^2S_{\frac{1}{2}}$-Term hat auch eine Hyperfeinstrukturaufspaltung, die etwa den zehnten Teil des Lamb-Shift beträgt (Fig. 1b).

LAMB und RETHERFORD [7] hofften durch Verfeinerungen ihrer Meßmethode das S-Niveau relativ zu den beiden P-Niveaus (Fig. 1b) mit einer Genauigkeit von wenigstens 10 MHz festzulegen. Durch Addition dieser beiden Frequenzen könnte man dann

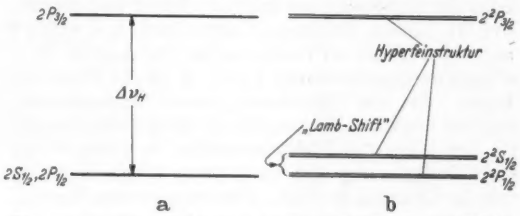


Fig. 1a u. b. Niveauschema des zweiten Hauptquantenzustandes von Wasserstoff.
Zu 1a: $\Delta\nu_H$ = relativistische Feinstruktur.

aus Gl. (2) das Quadrat der Feinstrukturkonstante mit einer Genauigkeit von 0,1% bestimmen. Inzwischen berichteten BETHE und LONGMIRE [8] (im weiteren kurz BL) über einen experimentellen Wert der Feinstrukturkonstante, der aus der Hyperfeinstruktur des Grundzustandes von Wasserstoff (Fig. 2) gemessen wurde.

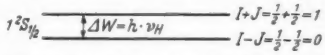


Fig. 2. Hyperfeinstruktur des ersten Hauptquantenzustandes von Wasserstoff.

Nach FERMI [9] ist der „Abstand ν_H" dieser beiden Energieniveaus

$$\nu_H = \frac{32\pi}{3} \frac{1}{h} \mu_0 \mu_P \psi^2(0) . \tag{4}$$

Hierin bedeutet μ_0 das BOHRsche Magneton, μ_P das magnetische Moment des Protons und $\psi(0)$ die SCHRÖDINGER-Wellenfunktion des Elektrons an der Stelle des Kerns. Nichtrelativistisch ergibt sich für den Grundzustand $n = 1$

$$\psi^2(0) = \frac{1}{\pi a_0^3} , \tag{5}$$

wo a_0 der BOHRsche Radius ($\hbar^2/m e^2$) ist. Damit ergibt sich nach einer Umformung aus Gl. (4)

$$\nu_H = \frac{16}{3} \alpha^2 \frac{\mu_P}{\mu_0} c R_\infty . \tag{6}$$

Dabei ist

$$R_\infty = \frac{2\pi^2 m e^4}{c h^3} \tag{7}$$

die RYDBERG-Konstante für unendliche Masse und m die Masse des Elektrons. Gl. (6) ist eine Bestimmungsgleichung für die gesuchte Feinstrukturkonstante α. Um einen „spektroskopischen Wert" von α

zu erhalten, handelt es sich darum, insbesondere ν_H und das Verhältnis μ_P/μ_0 „spektroskopisch" zu bestimmen.

BL bringen an die FERMIsche Gleichung noch drei Korrekturen an:

1. Relativistische Korrektion. BREIT [10] berechnet die Wellenfunktion ψ relativistisch nach der DIRACschen Theorie des Elektrons und erhält für einen 1 S-Term an Stelle der Gl. (5)

$$\psi^2(0) = \frac{1}{\pi a_0^3}\left(1 + \frac{3}{2}\alpha^2\right) \approx \frac{1{,}00008}{\pi a_0^3}, \qquad (8)$$

wobei Glieder mit höheren Potenzen von α vernachlässigt sind.

2. Effekt der reduzierten Massen. Gl. (4) gilt strenggenommen nur für eine unendlich große Masse des Kerns. Analog wie bei der RYDBERG-Konstanten muß auch hier noch eine Korrektion durch die Wirkung der Kernbewegung erfolgen. BREIT und MEYEROTT [11] fanden, daß dieser Faktor durch $(1 + m/M)^{-3} \approx (1 - 3\,m/M)$ bis auf Terme von der Ordnung $(m/M) \times \alpha^2 \log \alpha$ dargestellt werden kann. M ist die Masse des Kerns. Bei der Berechnung wurde angenommen, daß das COULOMB-Potential für größere Entfernungen als der klassische Elektronenradius $r_0 = e^2/m\,c^2$ das einer Punktladung und für kleinere Abstände als r_0 von der Ordnung $m\,c^2$ ist. Das magnetische Moment des Protons sollte nach konsequenter Anwendung der DIRACschen Theorie des Elektrons auf das Proton gerade 1 Kernmagneton sein, während es experimentell zu etwa 2,79 Kernmagnetonen bestimmt wurde. Dieser Unterschied von etwa 1,79 Kernmagnetonen wurde von PAULI [12] als eine wahre Eigenschaft des Protons verständlich gemacht und wird als PAULI-Anteil bezeichnet. BREIT und MEYEROTT zeigten, daß sowohl für den „DIRAC-Anteil" des magnetischen Moments des Protons als auch für den PAULI-Anteil der Masseneffekt durch den gleichen Korrektionsfaktor $(1 + m/M)^{-3}$ dargestellt wird. In einer neueren Arbeit betrachten BREIT, BROWN und ARFKEN [13] nochmals eingehend den Effekt der Kernbewegung in der Hyperfeinstruktur des Wasserstoffs. Diese Arbeit hat eine deutlichere Trennung des nichtrelativistischen Faktors $(1 - 3\,m/M)$ von relativistischen Effekten gegenüber früheren Abhandlungen zum Ziel. Am Korrektionsfaktor selbst ändert sich nichts. BROWN und ARFKEN [14] untersuchten den Einfluß des Protonenradius in der Kernbewegungskorrektur für die Hyperfeinstruktur des Wasserstoffs. Durch die Unkenntnis des Protonenradius und des Verlaufs der Potentialfunktion im Inneren des Protons ergeben sich Unsicherheiten von der ungefähren Größenordnung $\alpha^2\, m/M \approx 2{,}9 \cdot 10^{-8}$. Effekte dieser Art sind gegenüber dem Korrektionsfaktor

$$(1 + m/M)^{-3} \approx (1 - 3\,m/M) \approx 0{,}998 \qquad (9)$$

zu vernachlässigen. Der Korrektionsfaktor selbst ist damit nun gut begründet. Dieser Effekt der reduzierten Massen wurde etwas genauer behandelt, weil es sich hier um die größte Korrektur der ursprünglichen FERMIschen Hyperfeinstrukturformel Gl. (4) bzw. (6) handelt.

3. Elektromagnetische Korrektion des magnetischen Moments des Elektrons. Die eigentlich gemessene Größe ist, wie unten berichtet wird, nicht das Verhältnis μ_P/μ_0, sondern μ_P/μ_e, wo μ_e das magnetische Moment des Elektrons ist. Quantenelektrodynamisch ist jedoch nach SCHWINGER [15]

$$\mu_e = \mu_0\left(1 + \frac{\alpha}{2\pi}\right) \approx 1{,}00116\,\mu_0. \qquad (10)$$

Mit diesen drei Korrekturen (8), (9) und (10) erhält man aus (6) die Bestimmungsgleichung für α

$$\nu_H = \frac{16}{3}\alpha^2 \frac{\mu_P}{\mu_e}\, c\, R_\infty \left(1 + \frac{3}{2}\alpha^2\right)\left(1 + \frac{m}{M}\right)^{-3}\left(1 + \frac{\alpha}{2\pi}\right)^{\dagger)}. \qquad (11)$$

NAFE und NELSON [16] haben mit großer Genauigkeit die Hyperfeinstruktur des Wasserstoffatom-Grundzustandes nach der magnetischen Atomstrahl-Resonanzmethode, also „hochfrequenzspektroskopisch" gemessen (vgl. BRAUNBEK [6]). Ihr Ergebnis ist

$$\nu_H = 1420{,}410 \pm 0{,}006 \text{ MHz}. \qquad (12)$$

TAUB und KUSCH [17] haben das Verhältnis der magnetischen Momente von Proton und Elektron mit einer bisher unerreichten Genauigkeit ebenfalls durch Anwendung der magnetischen Atom- bzw. Molekularstrahlresonanzmethode gemessen (vgl. [6]). Sie erhielten

$$\mu_P/\mu_e = (1{,}51927 \pm 0{,}00010)\, 10^{-3}. \qquad (13)$$

Für unsere späteren Betrachtungen im Zusammenhang mit dem Problem der spektroskopischen Einheiten ist wichtig, daß zur Bestimmung der beiden Werte (12) und (13) keine genaue Kenntnis des Magnetfeldes, sondern nur eine sehr genaue Konstanthaltung desselben erforderlich ist. In beiden Werten stecken also keine Annahmen über die Werte der Naturkonstanten.

Mit diesen experimentellen Werten errechnen BL aus Gl. (11) den Wert

$$1/\alpha = 137{,}041 \pm 0{,}005, \qquad (14)$$

wobei der angegebene Fehler mit KIRCHNER [18] wohl als „wahrscheinlicher Fehler" zu verstehen ist. BL berücksichtigen noch drei theoretische Unsicherheiten, die in der Ableitung von Gl. (11) enthalten sind. Einmal wurde angenommen, daß das Proton einen punktförmigen magnetischen Dipol hat, während die Mesonentheorie eine Verteilung über die Reichweite der Kernkräfte nahelegt. Auch vom Elektron wurde angenommen, daß es einen punktförmigen magnetischen Dipol hat im Gegensatz zu SCHWINGERs elektromagnetischer Korrektion, die einen über den Bereich von der Größenordnung der COMPTON-Wellenlänge verschmierten Dipol fordert. Schließlich ist noch das magnetische Moment des Elektrons in Einheiten des BOHRschen Magnetons zum theoretischen Wert von Gl. (10) angenommen, während der experimentelle Wert von KUSCH und FOLEY [19] etwas höher liegt, nämlich $1{,}00119 \pm 0{,}00005$. BL schätzen diese Fehler ab. Sie scheinen innerhalb der Meßgenauigkeit von ν_H bzw. μ_P/μ_e zu liegen. Alle derzeit denkbaren Korrekturen sind damit erörtert und ihr möglicher Einfluß auf den Wert der Feinstrukturkonstante abgeschätzt. Der Zahlenwert von Gl. (14) und der angegebene wahrscheinliche Fehler erscheinen also bestens gesichert.

†) Bei BETHE und LONGMIRE [8] heißt der letzte Faktor $\left(1 + \frac{\alpha^2}{2\pi}\right)$. Das Quadrat bei α dürfte ein Druckfehler sein.

Es mag nun vielleicht aus historischen Gründen berechtigt sein, einen Vergleich mit früher angegebenen Zahlenwerten der SOMMERFELDschen Feinstrukturkonstante durchzuführen, die in der Tabelle 1 aufgezählt und in Fig. 3 aufgezeichnet sind. Nr. 1 ist der in Gl. (3) angegebene Wert. Die große Abweichung des Wertes Nr. 2 von den Werten Nr. 14 bzw. 20 und Nr. 16 erklärt sich aus den 1931 für e und h angenommenen Zahlenwerten $(4{,}770 \pm 0{,}005) \times 10^{-10}$ bzw. $(6{,}547 \pm 0{,}008) \cdot 10^{-27}$. Nr. 3 stellt einen spektroskopischen Wert dar, dessen Genauigkeit aber, wie die Autoren [20] feststellen, überschätzt sei. Der wahrscheinliche Wert würde zwischen 137 und 138 liegen. Erstaunlich ist, wie gut der Wert Nr. 4 von BIRGE [21] mit dem heutigen übereinstimmt. Der Wert Nr. 5 ist nach BL infolge der elektromagnetischen Korrektion des magnetischen Moments des Elektrons zu korrigieren. Dieser bis auf den Wert Nr. 12 einzige Wert unter 137 wird dadurch merklich größer als 137. In Nr. 8 und 13 ist α als abgeleitete Größe berechnet. BIRGE berechnete 1941 aus älteren Meßergebnissen von HOUSTON bzw. CHU spektroskopische Werte von α, die schon besser zu den heutigen passen als der Wert Nr. 1. Der Wert Nr. 17 von BL ist nicht in Übereinstimmung mit dem von DU MOND und COHEN im neuesten Konstantenbericht angegebenen Zahlenwert Nr. 14. BL untersuchen eingehend diese Diskrepanz. DU MOND und COHEN haben aus den verschiedenen Messungen nach einer Fehlerellipsoidbetrachtung ihren Mittelwert errechnet. BL beanstanden einige dabei benutzte Messungen und lassen ei ige der Einfachheit halber zu einer neuen Berechnung ganz weg. Mit solchen Änderungen berechnen sie nach derselben Methode den Wert Nr. 15 und stellen fest, daß die Differenz zwischen den beiden so gewonnenen Mittelwerten nicht vollständig auf die angefügten Korrekturen und die Auslassungen zurückzuführen sei. Die Art der Fehlerberechnung scheint die Unstimmigkeiten in den einzelnen Daten nicht angemessen in Rechnung zu setzen, und sie schließen, daß ihr Wert „wahrscheinlich der zuverlässigere" sei. TAUB und KUSCH haben mit denselben Meßergebnissen und mit derselben Bestimmungsgleichung für α wie BL ihren Wert Nr. 19 errechnet. Ihr angegebener wahrscheinlicher Fehler enthält jedoch nur die Unsicherheit, die

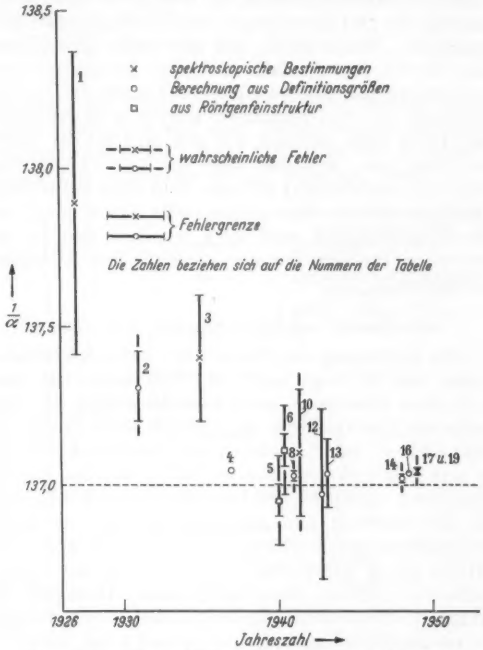


Fig. 3. Die Feinstrukturkonstante im Wandel der Zeiten.

in ihrer Messung μ_P/μ_e [Gl. (13)] liegt, ist also sicher zu klein. DU MOND und COHEN berichtigen 1949 ihren Wert Nr. 14 zum Wert Nr. 20. Es ist ihnen bei

Tabelle 1.

Nr.	Autor	Jahr	Methode	$1/\alpha$	Fehler	
1	PASCHEN-HOUSTON [3], [4]	1927	spektroskopisch	137,89 ±0,48	Fehlergrenze	
2	SOMMERFELD [2]	1931	Definitionsgrößen	137,306 ±0,11	—	
3	SPEDDING, SHANE und GRACE [20]	1935	spektroskopisch	137,4 ±0,2	wahrscheinlicher Fehler	Genauigkeit überschätzt. Wahrscheinlicher Wert zwischen 137 und 138.
4	BIRGE [21]	1937	spektroskopisch (h/e und e)	137,044	—	
5	CHRISTY und KELLER [22]	1940	Röntgenfeinstruktur	136,95 ±0,14	Fehlergrenze	Dazu siehe auch STILLE [23]
6	desgl.	1940	„	136,95 ±0,05	wahrscheinlicher Fehler	Nach BIRGE [24].
7	„	1940	„	137,11 ±0,05	desgl.	Mit elektromagnetischer Korrektur nach BETHE und LONGMIRE [8].
8	BIRGE [25]	1941	$\alpha = \left\{\frac{4\pi R_\infty F(e/m)}{N_0}\right\}^{\frac{1}{3}}$	$137{,}030_2 \pm 0{,}016$	„	
9	BIRGE-HOUSTON [26]	1927/41	spektroskopisch	137,04 ±1,0	Fehlergrenze	Dazu siehe auch STILLE [23].
10	BIRGE-CHU [27]	1939/41	„	137,1 ±0,2	wahrscheinlicher Fehler	
11	desgl.	1939/41	„	137,1 ±0,8	Fehlergrenze	
12	STILLE [23]	1943	mit Ohlin h/e-Wert	$136{,}97_0$ ±0,27	„	
13	desgl.	1943	$\alpha = \left\{\frac{4\pi R_\infty F(e/m)}{N_0}\right\}^{\frac{1}{3}}$	$137{,}03_3$ ±0,11	„	
14	DU MOND und COHEN [29]	1948	Definitionsgrößen und Fehlerellipsoidbetrachtung	137,021 ±0,007	wahrscheinlicher Fehler	
15	desgl.	1948	desgl.	137,033 ±0,007	desgl.	Kritik des Verfahrens von BETHE und LONGMIRE [8].
16	KIRCHNER [18]	1948	Definitionsgrößen	$137{,}03_4$	—	
17	BETHE und LONGMIRE [8]	1949	hochfrequenzspektroskopisch	137,041 ±0,005	wahrscheinlicher Fehler	
18	desgl.	1949	„	[136,989 ±0,005]	desgl.	Ohne die drei Korrekturen.
19	TAUB und KUSCH [17]	1949	„	137,043 ±0,003	„	
20	DU MOND und COHEN [29]	1949	Definitionsgrößen	137,027 ±0,007	„	Berichtigung des Wertes Nr. 14.

der Berechnung ihrer Einheiten ein Fehler unterlaufen. 30% der Diskrepanz zwischen dem Wert Nr. 14 und dem Wert Nr. 17 von BL ist damit erklärt. Bis auf 0,002 treffen sich die wahrscheinlichen Fehler noch nicht. Der Wert Nr. 18 ist mit den Meßergebnissen von Gl. (12) und Gl. (13) aus der ursprünglichen FERMIschen Formel (6), also unter Außerachtlassung der drei Korrekturen der Gl. (8), (9) und (10) errechnet. Man erkennt, daß eine reelle Abweichung des Wertes für $1/\alpha$ von dem von EDDINGTON [30] geforderten ganzzahligen Wert 137 stark an die Genauigkeit der drei genannten Korrekturen gebunden ist. Fig. 3 zeigt deutlich, wie sich im Lauf der Jahre der Wert von $1/\alpha$ immer mehr der Zahl 137 näherte (vgl. [3]), doch scheint er dieser Zahl nicht vollständig gleich zu werden. Eine solche reelle Abweichung von der Ganzzahligkeit wird auch bei dem nun zu erörternden Problem der spektroskopischen Einheiten nahegelegt.

Problem der spektroskopischen Einheiten.

Die Bedeutung des Wertes der Feinstrukturkonstante von BL liegt unter anderem darin, daß nun auch diese Konstante, wenn man das Gebiet der rein optischen Spektroskopie im engeren Sinne durch die Mikrowellen- (oder Hochfrequenz-)Spektroskopie erweitert, aus spektroskopischen Daten mit der sprichwörtlichen spektroskopischen Genauigkeit bekannt ist. Es erscheint nun aussichtsreich das „Problem der spektroskopischen Einheiten", das SOMMERFELD [2] 1919 in der ersten Auflage von „Atombau und Spektrallinien" stellte, vollständig zum Abschluß zu bringen[1]). Bei diesem Problem handelt es sich darum, die universellen Konstanten e, m und h aus spektroskopischen Daten mit spektroskopischer Genauigkeit zu bestimmen. Als Bestimmungsgleichungen für die drei Unbekannten ergeben sich folgende drei Gleichungen

$$R_H = R_\infty/(1 + m/m_H)\,, \tag{15a}$$

$$R_D = R_\infty/(1 + m/m_D)\,, \tag{15b}$$

$$\alpha = e^2/\hbar\, c\,. \tag{15c}$$

R_D ist die RYDBERG-Konstante des schweren Wasserstoffs und m_D die Masse des Deuterons. Die beiden Gl. (15a u. b) kann man nach R_∞ bzw. m/m_H auflösen und erhält

$$R_\infty = R_D(1 - m_H/m_D)/(1 - (m_H/m_D)\,(R_D/R_H))\,, \tag{16a}$$

$$\left.\begin{aligned} m/m_H &= (e/m_H)/(e/m) = F/M_H\,(e/m) \\ &= (R_D - R_H)/(R_H - R_D\, m_H/m_D)\,, \end{aligned}\right\} \tag{16b}$$

wobei M_H $(= 1{,}00813 - 0{,}00055 = 1{,}00758)$ das Atomgewicht des Protons ist. Hierin sind R_H und R_D direkt spektroskopisch meßbar. Außerdem kommt noch das Verhältnis m_H/m_D vor, das aus den sehr genau bekannten Atomgewichten entnommen wird. Ferner enthält (16b) die sehr genau bekannte FARADAY-Konstante F, die man zur Berechnung des Verhältnisses e/m kennen muß. An dieser Stelle ist das Prinzip der spektroskopischen Einheiten etwas durchbrochen. Eine sehr genaue Messung dieser Art stammt von DRINKWATER, RICHARDSON und WILLIAMS [31]. Sie erhielten

$$e/m = (1{,}7591 \pm 0{,}0004) \cdot 10^7 \text{ e.m.E.}\,, \tag{17a}$$

$$R_\infty = 109\,737{,}27_2 \pm 0{,}020 \text{ cm}^{-1}\,. \tag{17b}$$

Ihre Meßergebnisse unterzog BIRGE [26] einer eingehenden Kritik. Die von ihm für die besten gehaltenen spektroskopischen Werte sind

$$e/m = (1{,}7592 \pm 0{,}0005) \cdot 10^7 \text{ e.m.E.}\,, \tag{18a}$$

$$R_\infty = 109\,737{,}303 \pm 0{,}05 \text{ cm}^{-1}\,. \tag{18b}$$

Sie weichen so wenig von den entsprechenden Werten (17a u. b) ab, daß unsere weitere Rechnung mit diesen voll gerechtfertigt erscheint. Aus der Definition der RYDBERG-Konstante für unendliche Masse läßt sich mit Hilfe der dritten Bestimmungsgleichung (15c), der Definitionsgleichung der Feinstrukturkonstanten, sofort die Elementarladung e berechnen. Damit ergeben sich dann auch die anderen Größen h und m. Es wird

$$e = \alpha^3\, c^2/4\pi\, R_\infty\, (e/m)\,, \tag{19a}$$

$$h = 2\pi\, e^2/\alpha\, c\,, \tag{19b}$$

$$m = e/(e/m)\,. \tag{19c}$$

Mit den früheren spektroskopischen Werten von α erhielt man viel zu große Fehlerbreiten für diese Konstanten, so daß deren nichtspektroskopische Bestimmungen die wesentlich genaueren waren. Mit dem neuen Wert von BL für α erhält man nun

$$e = (4{,}8017 \pm 0{,}0012) \cdot 10^{-10} \text{ e.s.E.}\,, \tag{20a}$$

$$h = (6{,}622 \pm 0{,}0033) \cdot 10^{-27} \text{ erg sec}\,, \tag{20b}$$

$$m = (9{,}1055 \pm 0{,}0031) \cdot 10^{-28} \text{ g}\,. \tag{20c}$$

Die Fehlerangaben sind wahrscheinliche Fehler. Als beste Mittelwerte aus verschiedenen nichtspektroskopischen Messungen gibt KIRCHNER [18] folgende Werte an

$$e = (4{,}8020 \pm 0{,}0020) \cdot 10^{-10} \text{ e.s.E.}\,, \tag{21a}$$

$$h = (6{,}621 \pm 0{,}005) \cdot 10^{-27} \text{ erg sec}\,, \tag{21b}$$

$$m = (9{,}106_6 \pm 0{,}007) \cdot 10^{-28} \text{ g}\,. \tag{21c}$$

Die Fehlerangaben sind hier Fehlergrenzen. Wie die Fig. 4 zeigt, sind alle Werte in bester Übereinstimmung, und damit kann das Problem der spektroskopischen Einheiten wohl als vollständig durchgeführt angesehen werden. Neben unseren spektroskopischen Einheiten und den Einheiten von KIRCHNER sind auch die entsprechenden Werte von DU MOND und COHEN [29] eingezeichnet.

THOMAS, DRISCOLL und HIPPLE [32] kombinierten ihre Messungen des gyromagnetischen Verhältnisses des Protons nach der Kernresonanzmethode mit Messungen von TAUB und KUSCH [33] und errechneten einen e/m-Wert von $(1{,}75878 \pm 0{,}00016) \cdot 10^7$. Die mit diesem e/m-Wert berechneten „spektroskopischen Einheiten" sind als Kreuze $\times$ in Fig. 4 eingezeichnet. Sie liegen zwar innerhalb der Fehlerbreite (bis auf die Einheiten nach DU MOND und COHEN), sind aber merklich größer als alle anderen Einheiten. Die wahrscheinlichen Fehler wurden hier nicht berechnet. Sie ergeben sich jedenfalls kleiner als die Fehler der in

[1]) In einer kleinen, unveröffentlichten Abhandlung „Zum Problem der spektroskopischen Einheiten", die Herrn Geheimrat SOMMERFELD zu seinem 80. Geburtstag am 5. Dezember 1948 überreicht wurde, haben die Verfasser im Anschluß an einen Wert der SOMMERFELDschen Feinstrukturkonstante, den BETHE in seinem Münchner Colloquiums-Vortrag am 19. Juli 1948 mitteilte, zum ersten Male auf die befriedigende Lösung dieses Problems hingewiesen.

den Gl. (20) angegebenen spektroskopischen Einheiten. Die hier auftretende Diskrepanz ist noch ungeklärt.

Die spektroskopischen Einheiten wurden auch mit dem zur Diskussion stehenden ganzzahligen Wert $1/\alpha = 137$ durchgerechnet, und das Ergebnis ist in Fig. 4 als kleine Quadrate □ für e/m nach Gl. (17a) und als kleine Quadrate mit einem Kreuz ⊠ für e/m nach THOMAS, DRISCOLL und HIPPLE eingezeichnet. Man sieht, daß die Quadrate sogar außerhalb der Fehlergrenzen liegen. Die gute Übereinstimmung unserer spektroskopischen Einheiten mit den nichtspektroskopischen scheint demnach zu verbürgen, daß $1/\alpha$ nicht genau ganzzahlig ist.

Zur Problematik der Feinstrukturkonstante.

SOMMERFELD [2] schreibt in „Atombau und Spektrallinien": „In unserer Theorie der Feinstruktur fließen drei Hauptströme der modernen theoretisch-physikalischen Forschung zusammen: die Elektronentheorie, die Quantentheorie und die Relativitätstheorie. Dies zeigt sich in besonders sinnfälliger Weise in dem Aufbau unserer Feinstrukturkonstante. Hier ist e der Repräsentant der Elektronentheorie, h der berufene Vertreter der Quantentheorie, c kommt aus der Relativitätstheorie her und charakterisiert diese geradezu gegenüber der klassischen Theorie." Wenn es möglich wäre den Zahlenwert der Feinstrukturkonstante zu erklären, so wäre die Existenz und Größe der Elementarladung e aus Quantentheorie (h) und Relativitätstheorie (c) ableitbar [1]. Es fehlt nun nicht an Versuchen, den Zahlenwert von α verständlich zu machen. Wie BIRGE [34] berichtet, haben LEWIS und ADAMS [35] 1914, also bereits ein Jahr vor der Einführung der Feinstrukturkonstante durch SOMMERFELD „aus ihrer Theorie der letzten rationalen Einheiten mit Hilfe des PLANCKschen Strahlungsgesetzes schwarzer Körper die folgende Beziehung zwischen h, c und e erhalten

$$h\,c/2\pi\,e^2 = 8\pi\,(8\pi^5/15)^{\frac{1}{4}}. \tag{22}$$

Die rechte Seite der Gleichung ist 137,348". Die linke Seite ist in der späteren SOMMERFELDschen Beziehung das Reziproke der Feinstrukturkonstante, also gleich $1/\alpha$. EDDINGTON [30] forderte 1928 (vgl. auch [3])

$$\frac{1}{\alpha} = 1 + 16 + \frac{16 \cdot 15}{2} = 137, \tag{23}$$

also Ganzzahligkeit und stützte sich auf den damaligen experimentellen Wert aus MILLIKANschen Daten 137,1.

DIRAC [36] sprach 1937 die Vermutung aus, die Feinstrukturkonstante könnte möglicherweise kosmologisch inkonstant sein. Tatsächlich ist

$$\ln \gamma^{\frac{1}{3}} = 138 \tag{24}$$

mit dem Weltalter $\gamma = 10^{40}$ gemessen in Elementarzeiten. JORDAN [37] begründet jedoch, daß α kosmologisch konstant sein muß: „Andernfalls müßten die spektralen Frequenzen eines entfernten Nebels nicht einfach um einen konstanten Faktor geändert, sondern in komplizierter Weise gegeneinander verschoben sein." Für einen Spielraum des Weltalters von 3 bis $4 \cdot 10^9$ Jahren ergibt sich ferner nach BRANDMÜLLER [38] $\gamma = 1{,}46$ bis $1{,}77 \cdot 10^{40}$. Damit wird $\ln \gamma^{\frac{1}{3}} = 161$ bzw. 172, so daß wohl der Gl. (24) keine große Bedeutung zuzuschreiben ist.

LANDÉ [39] stellte 1940 α als Verhältnis zweier Größen dar

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{\lambda}{\mu} = \frac{\left(2\pi\frac{8}{3}\right)^{\frac{1}{3}}}{0{,}02985037} = \frac{4{,}09331}{0{,}02985037} = 137{,}1273. \tag{25}$$

μ begründete er aus der Quantentheorie, und λ ist definiert durch

$$a = \lambda \frac{e^2}{m\,c^2}, \tag{26}$$

wobei a die Rolle eines Elektronen-„Radius" spielt. Durch Vergleich mit dem THOMSONschen Streuquerschnitt kam er zu seinem Zahlenwert für λ, wobei er noch den Faktor 2π ad hoc einführen muß.

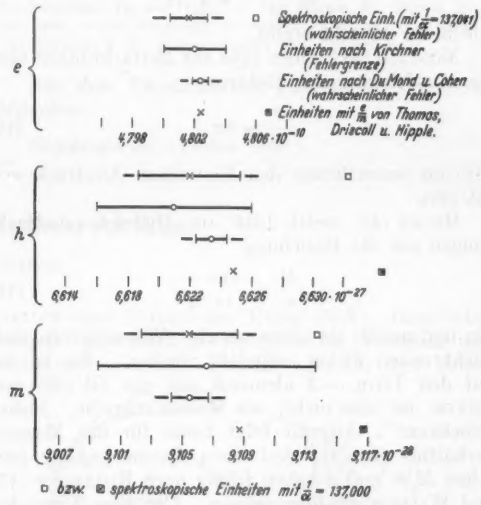


Fig. 4. Übersicht über die Einheiten.

Nach neuesten, theoretischen Untersuchungen von BORN [40] ist für λ sicher ein Wert in der Nähe von 1 anzunehmen (s. weiter unten), so daß auch dieser Erklärungsversuch heute nicht mehr befriedigen kann.

Zusammenfassend kann zu diesen Versuchen gesagt werden: Wenn auch die Ganzzahligkeit von $1/\alpha$ auf Grund des genauen Zahlenwertes von BL und der damit errechneten spektroskopischen Einheiten nicht mehr verbürgt zu sein scheint, kommt doch EDDINGTON mit seiner Deutung der Feinstrukturkonstanten [abgesehen von dem Einser, der in Gl. (23) zu 136 zu addieren ist] dem heutigen Wert am nächsten. PAULI [41] schreibt von der Feinstrukturkonstanten: „Die theoretische Deutung ihres numerischen Wertes ist eines der wichtigsten noch ungelösten Probleme der Atomphysik."

Neben diesen Versuchen, den Absolutwert der Feinstrukturkonstante abzuleiten, gibt es solche, die Feinstrukturkonstante mit einer anderen dimensionslosen Konstante, nämlich dem Massenverhältnis von Proton und Elektron M/m, in Verbindung zu bringen. Auch diese Versuche, die wie die obigen manchmal einer gewissen Kuriosität nicht entbehren, sollen hier kurz historisch zusammengestellt werden. PERLES [42] kommt 1928 zu der empirischen Beziehung

$$\frac{M}{m} = 2\pi\,(\pi - 1)\,\frac{1}{\alpha}. \tag{27}$$

Mit dem neuen Wert von BL würde hieraus $M/m = 1844{,}02$ folgen, was zu vergleichen ist mit dem Wert 1836,57 von DU MOND und COHEN [29]. FÜRTH [43] leitet 1929 aus heute wohl etwas veralteten Vorstellungen über den „Zerstrahlungsprozeß von Materie" den Zusammenhang

$$\frac{M}{m} = \frac{32}{15}\frac{2\pi}{\alpha} - 2 \tag{28}$$

ab, was mit BL zu 1834,91 führt.

HAAS [44] kommt 1937, ausgehend von kosmologischen Betrachtungen von JORDAN, mit Hilfe EDDINGTONscher Spekulationen zu der Gleichung

$$\frac{M}{m} = 4\pi\frac{1}{\alpha}\sqrt{\frac{17}{15}}, \tag{29}$$

die heute 1833,32 ergibt.

MÖGLICH [45] findet 1938 aus Betrachtungen über die Ausdehnung des Elektrons

$$\frac{M}{m} \sim 4\pi\frac{1}{\alpha}, \tag{30}$$

also im wesentlichen den HAASschen Ausdruck von Gl. (29).

MECKE [46] weist 1948 aus Dimensionsbetrachtungen auf die Beziehung

$$\frac{M}{m} = \frac{64\pi}{15}\frac{1}{\alpha} \tag{31}$$

hin und meint, sie könne als ein „Wegweiser zu vielleicht neuen Zielen aufgefaßt werden". Sie ist bis auf den Term -2 identisch mit der Gl. (28) von FÜRTH, ist also nicht, wie MECKE schreibt, „bisher unbekannt". Aus ihr folgt heute für das Massenverhältnis 1836,91. Auf einen Zusammenhang zwischen M/m und α haben früher noch ROJANSKY [47] und WITMER [48] hingewiesen. Alle diese Versuche, die Feinstrukturkonstante mit dem Massenverhältnis von Proton und Elektron in Verbindung zu bringen, zeigen einen vorläufigen, spekulativen Charakter. Numerisch stimmt heute am besten die Beziehung von MECKE. Bei allen Ableitungsversuchen spielt mehr oder weniger deutlich der „Elektronenradius" eine entscheidende Rolle und Schwierigkeit. Am deutlichsten jedoch tritt das bei einer Beziehung zutage, die BORN [40] in seiner Reziprozitätstheorie der Elementarteilchen 1949 angibt:

$$\frac{M}{m} = \frac{3}{16\sqrt{\pi}}\left(\frac{1}{\alpha}\right)^2\frac{1}{\lambda^3}. \tag{32}$$

Diese Beziehung ist im Gegensatz zu den obigen ausführlich theoretisch begründet. So wird ihr wohl auch eine wesentlich größere Bedeutung zuzumessen sein.

Ein Unterschied zu den früheren Beziehungen dieser Art liegt darin, daß hier $M/m \sim (1/\alpha)^2$ erscheint. λ ist der durch Gl. (26) definierte Zahlenfaktor. BORN leitet für ihn $\lambda = \frac{3}{8}\sqrt{\pi} = 0{,}846$ ab. Mit diesem Wert und dem von BL für α würde aus Gl. (32) der sehr schlechte Wert $M/m = 3279{,}97$ folgen. Rechnet man dagegen umgekehrt mit dem DU MOND-COHENschen Wert $M/m = 1836{,}57$ [29], so erhält man $\lambda = 1{,}026$. Dieser Wert für λ ist, wie BORN erwähnt, tatsächlich in guter Übereinstimmung mit seiner Berechnung des Mesonenmassenspektrums. Die Diskrepanz zwischen diesem aus den Mesonenmassen nahegelegten Wert von λ und dem theoretischen λ sei noch nicht aufgeklärt. Das Unangenehme an Gl. (32) ist, daß M/m sehr empfindlich ist bezüglich kleiner Unsicherheiten in λ wegen der dritten Potenz. Letzten Endes liegt hier wohl die Frage zugrunde, welcher genaue Wert einer Elementarlänge widerspruchslos in eine Theorie der Elementarteilchen eingebaut werden kann. Mit dem theoretischen Wert von λ ergäbe sich die Elementarlänge zu $2{,}39 \cdot 10^{-13}$ cm mit den aus den Mesonenmassen einerseits und dem Massenverhältnis M/m zusammen mit dem Wert für α von BL andererseits erschlossenen Wert ergäbe sich $2{,}88 \cdot 10^{-13}$ cm.

Es scheint somit, als ob die Frage nach einer Beziehung zwischen dem Massenverhältnis und der Feinstrukturkonstante und sehr wahrscheinlich auch die Frage nach einer Begründung des Absolutwertes der Feinstrukturkonstante oder damit gleichbedeutend nach der lückenlosen Verbindung von Elektronen-, Quanten- und Relativitätstheorie, eng mit dem Problem der Elementarlänge zusammenhängt. Deswegen ist es bemerkenswert, daß nun der Zahlenwert der SOMMERFELDschen Feinstrukturkonstante experimentell mit derselben Genauigkeit bekannt ist wie die der anderen Grundkonstanten und daß die mit ihr errechneten spektroskopischen Einheiten mit den nichtspektroskopischen sehr gut übereinstimmen.

Nachtrag bei der Korrektur. Seit der Einsendung dieser Arbeit sind noch einige Veröffentlichungen erschienen, die für unser Thema Bedeutung haben.

1. R. KARPLUS und N. M. KROLL [Physic. Rev. **77**, 536 (1950)] haben das magnetische Moment des Elektrons noch etwas genauer berechnet als Schwinger. An Stelle von Gl. (10) tritt der Ausdruck

$$\mu_e = \mu_0\left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} - 2{,}793\frac{\alpha^2}{\pi^2}\right) \approx 1{,}001147\,\mu_0.$$

Die geringe Diskrepanz zwischen dem experimentellen Wert $1{,}00119\,\mu_0$ und dem theoretischen Wert ist jedoch damit noch nicht behoben.

2. TAUB und KUSCH [17] rechnen mit einem Wert der Lichtgeschwindigkeit $c = (2{,}99776 \pm 0{,}00004) \cdot 10^{10}$ cm sec^{-1}. BL geben ihren verwendeten Wert nicht explizit an, jedoch handelt es sich sehr wahrscheinlich um denselben Zahlenwert. Auch bei der Berechnung der spektroskopischen Einheiten wurde dieser Wert zugrunde gelegt. Nun erscheint neuerdings nach einer kleinen Zusammenstellung von E. MORITZ [Physik. Bl. **6**, 231 (1950)] dieser bisher allgemein anerkannte Wert auf Grund neuer Messungen von C. I. ASLAKSON [Nature (Lond.) **164**, 711 (1949)] mit Funkwellen, von E. BERGSTRAND [Nature (Lond.) **163**, 338 (1949); **165**, 405 (1950)] mit optischen Wellenlängen und von L. ESSEN [Nature (Lond.) **165**, 582 (1950)] mit cm-Wellen revisionsbedürftig. Der neue Wert für die Lichtgeschwindigkeit wird demnach etwa $c = (2{,}99793 \pm 0{,}00003) \cdot 10^{10}$ cm sec^{-1}. Der Einfluß dieser Änderung auf die Feinstrukturkonstante und die spektroskopischen Einheiten wird von uns untersucht und eigens mitgeteilt.

3. DRINKWATER, RICHARDSON und WILLIAMS [31] verwendeten als FARADAY-Konstante den arithmetischen Mittelwert aus dem mit dem Silber- und Jod-Voltameter erhaltenen Wert, nämlich $9651{,}31 \pm 0{,}8$ e.m.E./g-Äquiv. (physik. Sk.). Neuerdings wird von J. A. HIPPLE, H. SOMMER und H. A. THOMAS [Physic. Rev. **76**, 1877 (1949)]; vgl. auch J. W. M. DUMOND [Physic. Rev. **77**, 411 (1950)] und J. v. HARLEM [Physik. Bl. **6**, 230 (1950)] durch eine Präzisionsbestimmung mit magnetischer Resonanz der Wert $9652{,}8 \pm 0{,}8$ e.m.E./g-Äquiv. (physik. Sk.) nahegelegt. Berechnet man mit diesem neuen Wert das Verhältnis e/m aus (16b), so erhält man an Stelle von (17a) $e/m = 1{,}7594 \cdot 10^7$ e.m.E. Die Änderung fällt also in den Fehlerbereich. Der Unterschied dieses e/m-Wertes zu dem von THOMAS, DRISCOLL und HIPPLE [32] bleibt noch unklar.

Wenn man die Methode der magnetischen Resonanz als „hochfrequenzspektroskopisch" bezeichnet, so ist also nun auch die FARADAY-Konstante aus „spektroskopischen Messungen" zu entnehmen.

4. Eine Einsichtnahme in die Originalarbeit von LEWIS und ADAMS [35] ließ erkennen, was diese Verfasser unter ihrer „Theorie der letzten rationalen Einheiten" verstehen. Sie glauben, daß letztlich alle universellen Konstanten reine Zahlen sind, die nur ganze Zahlen und π enthalten. Gl. (22) hat in der Originalarbeit die Gestalt

$$h = \frac{(4\pi e)^2}{c}\sqrt[3]{\frac{8\pi^5}{15}}.$$

Literatur.

[1] SOMMERFELD, A.: Naturwiss. **17**, 481 (1929). — [2] SOMMERFELD, A.: Atombau und Spektrallinien, Bd. I u. II, Braunschweig 1919, 1931, 1939. — [3] SOMMERFELD, A.: Naturwiss. **28**, 417 (1940); **29**, 286 (1941). — [4] PASCHEN, F.: Ann. Phys. **82**, 689 (1927). — [5] HOUSTON, W. V.: Physic. Rev. **30**, 608 (1927). — [6] BRAUNBEK, W.: Naturwiss. **36**, 98, 338 (1949). — [7] LAMB, W. E. jr. and R. C. RETHERFORD: Physic. Rev. **72**, 241 (1947). — [8] BETHE, H. A., and C. LONGMIRE: Physic. Rev. **75**, 306 (1949). — [9] FERMI, E.: Z. Physik **60**, 320 (1930). — [10] BREIT, G.: Physic. Rev. **35**, 1447 (1930). — [11] BREIT, G., and R. E. MEYEROTT: Physic. Rev. **72**, 1023 (1947); **75**, 1447 (1949). — [12] PAULI, W.: Handbuch der Physik, Bd. 24/1, S. 221. Berlin: Springer 1933. — [13] BREIT, G., G. E. BROWN and G. B. ARFKEN: Physic. Rev. **76**, 1299 (1949). — [14] BROWN, G. E., and G. B. ARFKEN: Physic. Rev. **76**, 1305 (1949). — [15] SCHWINGER, J.: Physic. Rev. **73**, 416 (1948); vgl. auch [6]. — [16] NAFE, J. E., and E. B. NELSON: Physic. Rev. **73**, 718 (1948). — [17] TAUB, H., and P. KUSCH: Physic. Rev. **75**, 1481 (1949). — [18] KIRCHNER, F.: Physik. Bl. **5**, 318 (1949). — [19] KUSCH, P., and H. M. FOLEY: Physic. Rev. **74**, 250 (1948). — [20] SPEDDING, F. H., C. D. SHANE and N. S. GRACE: Physic. Rev. **47**, 38 (1935). — [21] BIRGE, R. T.: Physic. Rev. **52**, 241 (1937). — [22] CHRISTY, R. F., and J. M. KELLER: Physic. Rev. **58**, 658 (1940). — [23] STILLE, U.: Z. Physik **121**, 197 (1943). — [24] BIRGE, R. T.: Physic. Rev. **58**, 658 (1940). — [25] BIRGE, R. T.: Rev. Mod. Physic. **13**, 233 (1941). — [26] BIRGE, R. T.: Physic. Rev. **60**, 766 (1941). — HOUSTON, W. V.: Siehe [5]. — [27] BIRGE, R. T.: Siehe [25]. — CHU, D. Y.: Physic. Rev. **55**, 175, 423 (1939). — [28] STILLE, U.: Z. Physik **125**, 192 (1949). — [29] DUMOND, J. W. M., and E. R. COHEN: Rev. Mod. Physic. **20**, 82 (1948); **21**, 651 (1949). — [30] EDDINGTON, A. S.: Proc. roy. Soc. Lond. A **122**, 358 (1929). — [31] DRINKWATER, J. W., O. RICHARDSON and W. E. WILLIAMS: Proc. roy. Soc. Lond. A **174**, 164 (1940); **175**, 345 (1940). — [32] THOMAS, H. A., R. L. DRISCOLL and J. A. HIPPLE: Physic. Rev. **75**, 902, 992 (1949); **78**, 339 (1950). — [33] TAUB, H., and P. KUSCH: Bull. amer. Physic. Soc. **24**, No 1, W 8 A (1949). — [34] BIRGE, R. T.: Physic. Rev. Suppl. **1**, 1 (1929). — [35] LEWIS, G. N., and E. Q. ADAMS: Physic. Rev. **3**, 92 (1914). — [36] DIRAC, P. A. M.: Proc. roy. Soc. Lond. A **165**, 199 (1938). — [37] JORDAN, P.: Z. Physik **113**, 660 (1939). — [38] BRANDMÜLLER, J.: Z. Naturforschg. **3a**, 260 (1948). — [39] LANDÉ, A.: Physic. Rev. **58**, 843 (1940). — [40] BORN, M.: Rev. Mod. Physic **21**, 463 (1949). — [41] PAULI, W.: Naturwiss. **35**, 129 (1948). — [42] PERLES, J.: Naturwiss. **16**, 1094 (1928). — [43] FÜRTH, R.: Naturwiss. **17**, 688 (1929). — Z. Physik **57**, 429 (1929). — [44] HAAS, A.: Naturwiss. **25**, 733 (1937). — [45] MÖGLICH, F.: Naturwiss. **26**, 409 (1938). — [46] MECKE, R.: Physik. Bl. **4**, 284 (1948). — [47] ROJANSKY, V.: Nature (Lond.) **123**, 911 (1929). — [48] WITMER, E. E.: Nature (Lond.) **123**, 180 (1929).

Aus dem Physikalischen Institut der Universität München.

Eingegangen am 3. Februar 1950.

Grundlinien im Aufbau Afrikas.

Von S. PASSARGE.

Nachfolgende Betrachtungen haben nichts zu tun mit den Vorstellungen ELIÉ DE BEAUMONTs über eine Tetraedergestalt der Erde, auch nicht mit dem kürzlich in den „Forschungen und Fortschritten" widerlegten ähnlichen Gedanken, sondern sie weisen nur darauf hin, daß in Afrika drei Richtungen erkennbar sind, die im großen Maßstab zunächst äußerlich auf den Karten, im mittleren Maßstab tektonisch-geologisch, im kleinen aber unmittelbar dem menschlichen Auge sichtbar sind. Diese drei Richtungen seien der Größe nach als Groß-, Mittel- und Mikroformen unterschieden. Es handelt sich nicht um mathematisch genaue, sondern nur um annähernd übereinstimmende Richtungen, nämlich um die W—O-, die NO- und die NW-Richtung. Die Abweichungen betragen im allgemeinen bis zu 15°. Die drei Richtungen lassen, wenn sie sich schneiden, ein gleichschenkeliges Dreieck entstehen, in dem übrigens auch die N—S verlaufende Höhe auf dem afrikanischen Kontinent regional eine erhebliche Bedeutung besitzt, z. B. im Gebiet des Großen Grabens.

Zwei Regionen (Fig. 1) mit jungen tektonischen Bewegungen seien hier ausgeschaltet: im Norden die Atlasländer, im Osten die Region der großen Gräben. Aber auch in ihnen treten die drei Grundrichtungen häufig hervor. Auf solche Übereinstimmungen wird hier nicht weiter eingegangen.

Die Großformen: Es handelt sich um auffallende Leitlinien, die einerseits die Richtungen der Küsten Afrikas, andererseits die mancher großer Ströme bestimmen. In so gut wie allen Fällen sind diese, auf Fig. 1 eingezeichneten Richtungen nicht als tektonisch entstanden nachzuweisen. Freilich gibt es Ausnahmen, so die Südküste des Kaplandes mit dem Kapländischen Faltengebirge (W—O) und die SO-Küste (Natal), an der einerseits eine Verbiegung, andererseits vulkanische Ausbrüche vorliegen. Zwischen dem Unteren Kongo und dem Ogowe entspricht das Streichen der Ketten dem Verlauf der Küste (NW). Ganz überwiegend sind aber Beziehungen zur Tektonik noch nicht nachzuweisen. Dasselbe gilt für den Verlauf

Fig. 1. Tektonische Grundlinien in Afrika. ~~~~~ Vermutete tektonische Linien. —— Geologisch begründete Annahme von tektonischen Ursachen. Schraffiert: Tektonisch stark beeinflußt seit dem Tertiär (einschließlich).

der großen Ströme. Die drei Richtungen treten aber so häufig in Erscheinung, daß man an innere Ursachen zu denken geneigt ist.

Die soeben genannten, die Küsten begrenzenden, zum Teil tektonisch bestimmten Linien bilden den Übergang zu den im Inneren des Kontinentes gelegenen, ebenfalls auf Krustenbewegungen beruhenden Landformen. Diese treten zum Teil bereits auf Übersichtskarten zutage. Es sind vor allem zwei Linien, die auffallen. Die eine beginnt mit nach SO streichenden Bergzügen im Norden des Tuareghochlandes, zieht sich über das Tümmogebirge hin nach Tibesti

und dann über das Tafelland von Ennedi, Darfur und die Nubaberge nach Abessinien. Dieses Hochland wird gerade dort erreicht, wo sein Westrand aus der NNW- in die NNO-Richtung übergeht. Es könnten also unmittelbare Beziehungen zwischen den beiden tektonischen Gebilden — dem Hochland und der langen Linie der Erhebungen, in deren Zentrum Tibesti

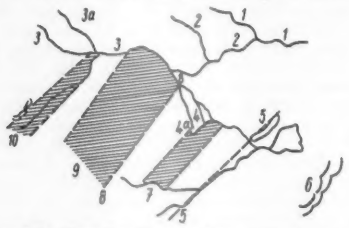


Fig. 2. Übersicht über das Ngamigebiet. *1* Sambesi; *2* Kwando; *3* Okavango, *3a* Kwito; *4* Tauche-Sumpfland und Ngami *(4a)*; *5*—5 Ntwetwelinie O Otswa; *6* Betschuana-Plateau; *7* Chansezone; *8*—8 Oaslinie; *9* Kaukauzone; *10* Waterbergzone.

liegt — bestehen. Der Nil wird gerade unterhalb des Abiadbeckens gekreuzt. Diese Tatsache ist von Interesse. In seinem „Führer für Forschungsreisende" macht F. von Richthofen darauf aufmerksam, daß das Sumpfland in dem Abiadbecken auf einer jungen Aufwölbung der Erdkruste beruhen könnte. Eine

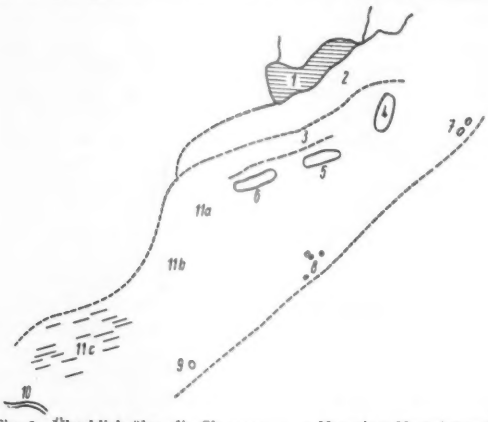


Fig. 3. Überblick über die Chansezone. *1* Ngami; *2* Ngamirumpf; *3* Zentralsenke; *4* Kwebeberge; *5* Monekauberge; *6* Mabäle a pudi-Berge; *7* Hainahügel; *8* Audjihügel; *9* Gagahügel; *10* Epukiroflußbett; *11a* nördliches, *11b* mittleres, *11c* südliches Chansefeld.

solche Aufwölbung würde gerade in die Zone Abessinien-Tibesti-Tuareghochland fallen. v. Richthofens Gedanke findet somit eine überraschende Stütze, und zwar besonders deshalb, weil sehr junge Verbiegungen, die zum Teil in die Diluvialzeit fallen mögen, in dem scheinbar so starren afrikanischen Kontinent verbreitet sind.

Die zweite Linie ist die *Kamerunlinie*. Als ich sie im Jahre 1894 konstruierte — sie verläuft von Annobom über den Kamerunberg und das Tschebtschigebirge bis zu den Vulkanruinen am Benue und zu den Durchbrüchen von Trachyt östlich des Mandaragebirges —, war v. Richthofen ob solcher Kühnheit entsetzt. Inzwischen haben weitere Funde jungvulkanischer Ausbrüche in einer Zone zwischen dem Kamerunberg und dem Tsadsee (die vulkanischen Hügel Hadjer el Hamis) das Vorhandensein dieser Kamerunlinie bestätigt. Ja, sie könnte noch weiter gehen; denn sie trifft das Tibestigebirge gerade dort, wo das Vulkangebiet des Tarso auf 3000 m ansteigt.

Zu den Großformen kann man wohl auch das Gebiet der *Mittleren Kalahari* rechnen. Fig. 2 zeigt die wichtigsten Flüsse. Ngami und das Tauchesumpfland stehen im Mittelpunkt. Die Gliederung auf Fig. 2 zeigt, daß die Kamerunrichtung maßgebend ist. Einander annähernd parallel streicht der Rand des Betschuanenplateaus (*6*) die Linie Letyahauflußbett und Ntwetwekalkpfanne (*5*); die Chansezone, die erst später behandelt werden soll (*7*); die Linie: Rand des Oasplateaus und Westrand des Tauchebeckens (*8*); die Kaukauzone, die sich an *8* anschließt und durch das Auftreten von Gesteinsfeldern im Sandfeld gekennzeichnet ist. Schließlich fällt auf der geradlinige Verlauf des Omuramba u Omatako und der Südrand des Waterberges (*10*). Diese letzte Zone ist übrigens problematisch.

Die nächste Karte (Fig. 3) zeigt *die Chansezone* näher. Hierher gehört eine Region von Gesteinsfeldern, die zum Teil breitflächig, zum Teil inselförmig aus dem Sandfeld aufragen. Es zeigt sich nun folgende Anordnung: Die Chansezone *als Ganzes* streicht zwischen dem Epukiroflußbett (*10*) und dem Ngami (*1*) von SW nach NO. Aber innerhalb dieser Region ist zum Teil ein Schichtstreifen nach ONO auffallend. Das gilt namentlich für die Grauwacke im Chansefeld (*11*) und für die Berggruppen Mabäle a pudi (*6*) und Monekau (*5*). Auch der Südrand des Ngami und der Ngamirumpf mit der Zentralsenke verlaufen so. Der Ngamirumpf biegt aber in seinem östlichen Teil in die Benuerichtung (W—O) um. Sehr deutlich tritt die Kamerunrichtung in dem äußersten, an drei isolierten Hügeln (*7*—*9*) erkennbaren Ostrand des Gesteinsfeldes zutage. Auf die sehr interessanten Verhältnisse in den Kwebebergen (*4*) wird später noch eingegangen werden.

Zu den Großformen ist auch das *Mandaragebirge* in Nordkamerun zu rechnen. Dieses besitzt einen zentralen, lang gestreckten Kern und in dessen Umgebung einen Kranz von Inselbergen. Ersterer folgt der Kamerunrichtung, ja, seine Längsachse liegt auf der Verlängerung der Zone von Annobom über den Kamerunberg zum Benue. Nach meinen eigenen Beobachtungen streichen die Bergketten des Inselkranzes sowohl in der Richtung NO (Kamerun) als W—O (Benue). Leider ist die Karte 1:300000, die von diesem Gebiet vorliegt, für morphologische Studien unbrauchbar. Die aufnehmenden Offiziere besaßen nicht die wissenschaftliche Schulung, um das Relief — nämlich die so auffallenden Inselberglandschaften — zu erfassen, und die Zeichner haben naturgemäß in der gewohnten Weise Hügel- und Bergländer mit Übergangsschummerung, statt mit scharfen Grenzen, als Terrain eingezeichnet. Niemand wird ihnen das verargen; leugnete doch noch vor 20 Jahren ein bekannter Geologe das Vorhandensein von Inselbergen mit scharfer Grenze zwischen Ebene und Berghang gänzlich. So möchte ich nicht die Karte 1:300000 als Beleg für das Vorhandensein der drei Grundrichtungen in Nordkamerun unter den Großformen heranziehen. Immerhin wird der Beschauer dieser Karte die beiden Linien W—O und SW—NO oft deutlich erkennen.

Damit seien die Hinweise auf Großformen beendet und der Blick gelenkt auf *die Spezialkarten von mittelgroßen Formen*. Hier können wir gleich ein kleines

Gebiet aus Nordadamana betrachten. Der Mao Kebbi ist ein Nebenfluß des Benue. Er beschreibt oberhalb seiner Einmündung ein scharfes Knie nach Süden. Die systematische und unter Herausheben des Charakteristischen gezeichnete „Wandtafelskizze" in Fig. 4 zeigt eine sehr interessante Region. Denn am Mao Bulo und Dakumé liegen W—O streichende Schollen gelber Sandsteine und festen Tons mit Brachiopoden und Pflanzenresten unbekannten Alters. Sowohl meine als auch Dr. MANNs Sammlung ist verlorengegangen. Nach JAECKELs Ansicht haben die Brachiopodenschalen paläozoischen Habitus. Es ist aber möglich,

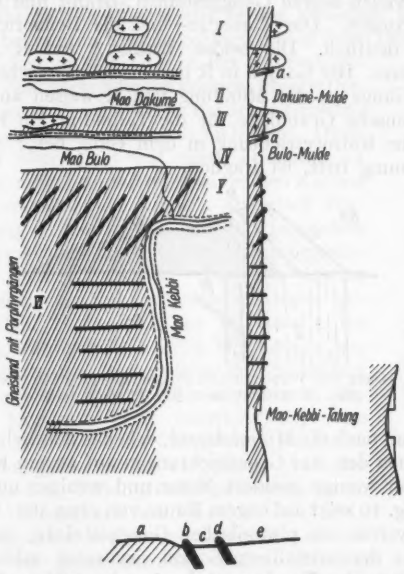


Fig. 4. Schematische Skizze des Mao-Kebbi-Gneislandes mit Quarzporphyrgängen; zum Teil Kamerun-, zum Teil Benuerichtung. I und IV die beiden Mulden mit Schichtgesteinen unbekannten Alters (Brachiopoden und Pflanzenreste). Fraglich, ob Paläozoikum oder Obere Kreide. a Zwei Wälle aus Trachyt und rotem Sandstein, dazwischen Kieselschiefer.

daß es sich um Schichten handelt, die der Oberen Kreide vom Niger und Unteren Benue entsprechen. Auf der Rückseite dieser marinen Ablagerungen erhebt sich je ein Gang von Trachyt und rotem Sandstein; zwischen beiden liegen schwarze Kieselschiefer. Beide (in sich ziemlich zerbrochene) Schollen stecken in Gneis. Dieser wird westlich des Kebbi Knies von Quarzporphyrgängen durchzogen. Die nördlichen streichen nach „Kamerun", die südlichen nach „Benue". Das gleiche Streichen besitzen die beiden aus Sedimentgesteinen bestehenden Mulden. Die Bedeutung der beiden Grundrichtungen „Kamerun" und „Benue" ist klar; etwas westlicher ist in den Basimagebirgsgruppen und südlicher in der Goregruppe auch die Rotmeerrichtung vorhanden. Beide Bergzüge bestehen wahrscheinlich aus Granit und stecken im Gneis.

Nördlich von Yola erhebt sich das *Bággelegebirge*. Es besteht aus Sandstein, der eine nach NNO streichende Falte bildet. Am Benue zieht sich ein Ausläufer nach O hin. Die Zeichnung auf der Karte 1:300000, Blatt Garua, widerspricht völlig meinen Aufnahmen und Zeichnungen. Es scheint, die englischen Surveyers sind morphologisch nicht besser als die deutschen geschult gewesen. Ich glaube jedenfalls, an meinen Beobachtungen festhalten zu dürfen. Eine Falte streicht nach NNO, der Bau des W—O-Spornes

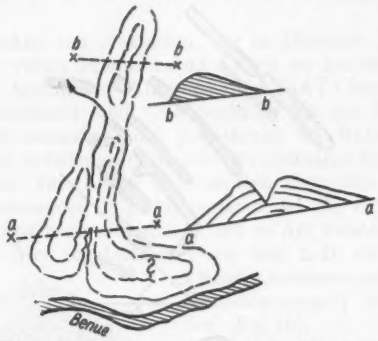


Fig. 5. Skizze des Bággelegebirges *a—a*, *b—b*: Querschnitte durch die Sandsteinfalte. ? Sporn mit unbekanntem Bau.

war nicht erkennbar. Fig. 5 zeigt eine Skizze nach meinen Aufnahmen und Profilen durch die Sandsteinfalte. Die Kamerun- und Benuerichtung sind deutlich.

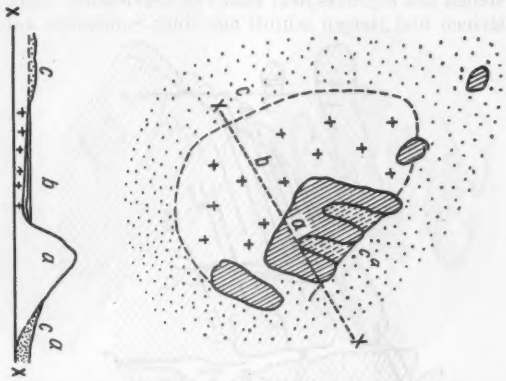


Fig. 6. Die Tschoriloberge. *a* Quarzschiefer, *b* Kalksandstein, *c* Kalaharisand; c^a Sandböschung.

Begeben wir uns nun wieder nach der Kalahari. Aus der Kaukauzone (Fig. 2) seien zwei Beispiele

Fig. 7. Die Kaikaiberge im Kaukaufeld. *KK* Kalkpfanne Kaukau. Schraffiert: Kalkstein anstehend.

herausgehoben. Die *Tschoriloberge* erheben sich steil aus dem Sandfeld (Fig. 6). Auf ihrer Ost- und NO-Seite steigt der Sand wegen des überwiegend aus NO wehenden Windes an dem Hang der Berge empor, auf der SW-Seite dagegen liegt eine ebene

Fläche, die aus dem Kalksandstein der Kalahari-schichten besteht. Die Kombination von Kamerun- und Rotmeerrichtung ist unverkennbar.

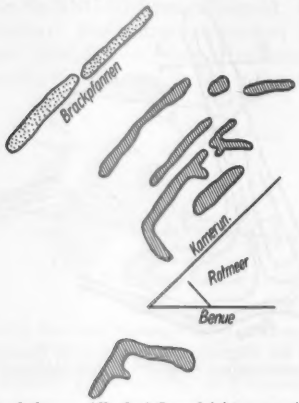


Fig. 8. Die Kwebeberge. Alle drei Grundrichtungen sind vorhanden, vor allem Kamerun.

Fig. 7 zeigt die Ahaberge im Kaukaufeld. Sie bestehen aus algonkischen, zum Teil verkieselten Kalksteinen und steigen schroff aus einer Sandebene auf.

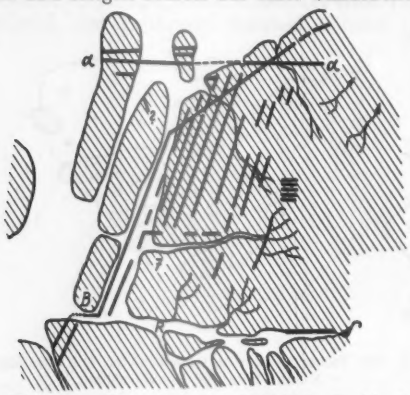


Fig. 9. Plutonische Gänge (Granit und Felsit) im Gneisland östlich des Stausees von Assuan. α—α Diabasgang; *R* und *7* Wadis in Benuerichtung; δ Felsitgang; ? Rotmeerrichtung; *B* Blattverschiebung.

Die im Norden und Süden von der Hauptgruppe gelegenen Ketten sind meist mit Sand bedeckt. Das

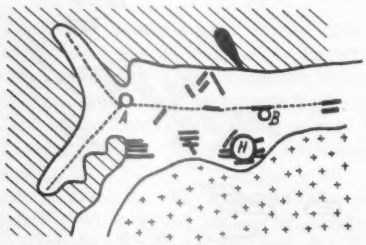


Fig. 10. Alte plutonische Gänge im kristallinen Fundament am Westrand des Schellaltales bei Assuan. Die dicken schwarzen Linien zeigen hypothetische tektonische Störungen an, die die Talbildung beeinflußt haben.

Zusammenwirken von „Kamerun" und „Benue" ist deutlich. In den beiden Hauptbergen scheint auch die Rotmeerrichtung in Erscheinung zu treten.

Die *Kwebeberge* (Fig. 8) liegen in der Chansezone. Während in deren westlichem und mittlerem Teil sich eine ONO-Richtung deutlichst bemerkbar macht, wird die reine W—O-Richtung im östlichen Ngamirumpf maßgebend. In den Kwebebergen tritt am stärksten „Kamerun", weniger „Benue" hervor. In der Hauptgruppe der Kwebeberge, an deren Südende, scheint auch die Rotmeerrichtung in einem Sporn angedeutet zu sein. In dem Schema der drei Grundrichtungen zielt die NW-Linie auf diesen Sporn hin.

Zuletzt noch ein Blick auf einen nur etwa 1 km² großen Ausschnitt, aus dem *Gneisplateau östlich des Stausees von Assuan und südlich des Scheltaltales* (Fig. 9). Der Gneis wird hier von einem Diabasgang α—α und vielen sauren Ganggesteinen (Granit und Felsit) durchzogen. Die Kamerun- und die Benuerichtung sind deutlich. Die beiden Wadis 7 und R folgen letzterer. Der Gang δ in R und die Blattverschiebung der Gänge an der Mündung von R weisen auf eine tektonische Grundlage für die Talbildung in R hin. Ob die Rotmeerrichtung in dem Gang bei ? in Erscheinung tritt, ist fraglich.

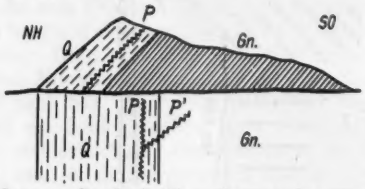


Fig. 11. Gang von Porphyrit (*P*), in Quarzporphyr (*Q*) und Gneis (*Gn*). P streicht nach 50°, *P'* nach 100°.

Nun noch die *Mikrotektonik*, d. h. das deutliche Vorkommen der drei Grundrichtungen auf engem Raum, der nur wenige hundert Meter und weniger umfaßt.

Fig. 10 zeigt auf engem Raum von etwa 300 : 500 m ein System von plutonischen Ganggesteinen, die bei Assuan den kristallinen Sockel, der unter nubischem Sandstein das Fundament des Landes bildet, durchsetzen. In ihnen treten die drei Grundrichtungen deutlich zutage, desgleichen der Verlauf des kleinen Wadis (W—O) mit seinen beiden nach NW bzw. SW gerichteten Talenden. Junge, wohl tertiäre Störungen werden durch Sandsteininseln im kristallinen Gebiet gekennzeichnet. Ein Diabasgang könnte mit diesen Verwerfungen gleichalterig sein, die übrigen sind augenscheinlich älter, stammen aber aus verschiedenen Ausbruchsperioden. Das Kartenbild ist eindrucksvoll.

Zum Schluß noch Fig. 11. Die Lage dieses Liliputvorkommens ist in Fig. 4 durch ein Kreuz bei Golombe, am Knie des Mao Kebbi, markiert. Dort erhebt sich ein 30 m hoher Wall aus Quarzporphyr, der im Gneis eingelagert ist. Er streicht nach 50° (Kamerun). In dem Quarzporphyr setzt mit demselben Streichen ein Gang aus Porphyrit auf und dieser entsendet ein Trumm in der Richtung 100°! Der Porphyrit ist nur 2 m, das Trumm nur einige Dezimeter mächtig. Ist es nicht erstaunlich, daß selbst in so winzigen Ausmaßen interne Spannungen vorhanden sind und durch plutonische Gangbildung manifest werden?

Auf das Problem wird hiermit aufmerksam gemacht. Erklärungsversuche liegen außerhalb meines Kenntnisbereiches.

Literatur.

Passarge, S.: Adamaua. Berlin 1895. — Die Kalahari. Berlin 1903. — Forschgn. u. Fortschr. 1949.

Eingegangen am 6. Dezember 1949.

Der Kerndualismus der Ciliaten und Suktorien.

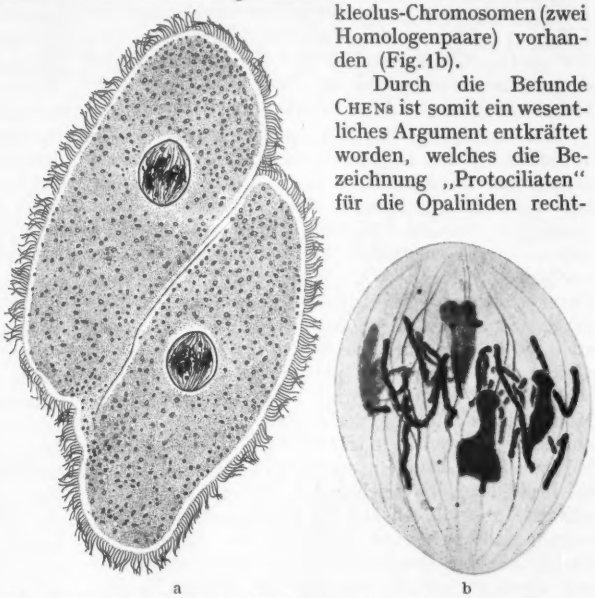
Von KARL G. GRELL, Bonn.

Die Mehrzahl derjenigen Protisten, welche ein ständiges Wimperkleid besitzen (Ciliaten) oder doch ein solches vorübergehend ausbilden (Suktorien), ist bekanntlich durch einen sehr auffälligen und im Organismenreich einzig dastehenden Kerndualismus gekennzeichnet. Wir finden hier zwei verschiedene Kerntypen, die schon von MAUPAS (1889) als Mikro- und Makronucleus unterschieden wurden.

Während die Mikronuclei zu den kleinsten, überhaupt bekannten Kernen gehören und in ihren Dimensionen fast an der Grenze der mikroskopischen Sichtbarkeit liegen können, übertreffen die Makronuclei die Kerne tierischer Gewebszellen an Größe oft um ein Vielfaches. Diese beruht aber nicht auf einer Zunahme an Kerngrundsubstanz, wie etwa bei den Kernen der Foraminiferen, sondern auf einer Vermehrung des Chromatins. Sie sind daher auch in den meisten Fällen reich an Thymonukleinsäure (Feulgenreaktion). Daneben scheint aber auch die Nukleolarsubstanz einen wesentlichen Bestandteil der Makronuclei zu bilden, während sie bei den Mikronuclei bisher überhaupt noch nicht mit Sicherheit nachgewiesen wurde. Im allgemeinen besteht jedenfalls keine Schwierigkeit, diese beiden Kerntypen der Ciliaten und Suktorien morphologisch zu unterscheiden. Auf ihre verschiedene Teilungsweise soll weiter unten näher eingegangen werden.

Abgesehen von einigen wenigen, noch genauer zu untersuchenden Fällen (LWOFF, 1923, 1936)[1]) sind nur bei der kleinen Gruppe der parasitisch lebenden *Opaliniden* die beiden Merkmale Bewimperung und Kerndualismus nicht miteinander verknüpft. Diese Organismen besitzen vielmehr durchaus gleichartige Kerne. So sind z. B. bei *Zelleriella elliptica* regelmäßig zwei gleiche Kerne ausgebildet. Bei der vegetativen Fortpflanzung schnürt sich die Zelle der Länge nach durch, wobei sich jeder der beiden Kerne mitotisch in zwei Tochterkerne teilt (Fig. 1a). Trotz dieser offensichtlichen „Homokaryotie" wurden die Opaliniden bis in die jüngste Zeit meistens zu den „Ciliophoren" (DOFLEIN, 1901) gestellt, um so mehr man gefunden zu haben glaubte, daß bei ihnen eine Art „Chromosomendualismus" in den Kernen vorliege, der als phylogenetische Vorstufe des bei den übrigen Infusorien zutage tretenden Kerndimorphismus aufgefaßt wurde (METCALF, 1912, 1914, 1923; TÖNNIGES, 1919, 1927). METCALF stellte die Opaliniden daher als „Protociliaten" den „Euciliaten" an die Seite. Neuere Untersuchungen von CHEN (1936, 1948) an verschiedenen Arten der Gattung *Zelleriella* haben jedoch in eindeutiger Weise ergeben, daß die Annahme zweier verschiedener Chromosomensorten auf einer irrtümlichen Interpretation beruht. Bei den vermeintlichen Makrochromosomen handelt es sich in Wirklichkeit um Nukleolen, die in ähnlicher Weise wie bei vielen Pflanzen und Tieren an bestimmten Stellen bestimmter Chromosomen (SAT-Chromosomen) lokalisiert sind. Sie begleiten bei der Mitose ihre Chromosomen und persistieren im Ruhekern, wobei sie teilweise miteinander verschmelzen können. Während alle bisher untersuchten *Zelleriella*-Arten 24 Chromosomen (diploid) besitzen, ist die Zahl der Nukleolus-Chromosomen von Art zu Art verschieden. Bei der hier abgebildeten Form sind z. B. vier Nukleolus-Chromosomen (zwei Homologenpaare) vorhanden (Fig. 1b).

Durch die Befunde CHENs ist somit ein wesentliches Argument entkräftet worden, welches die Bezeichnung „Protociliaten" für die Opaliniden recht-



a b

Fig. 1a u. b. *Zelleriella elliptica* (Opalinide). a Vegetative Teilung. Jeder der beiden Kerne in Metaphase. Vergrößerung 440mal. b Einzelner Kern in früher Metaphase (4 Nukleolus-Chromosomen). Vergrößerung 2080mal. Schaudinn-Heidenhain. (Nach CHEN, 1948.)

fertigen könnte. Ruhekern und Mitose gehören vielmehr einem anderen Typus an, als wir ihn bei den Mikronuclei und Makronuclei der übrigen Infusorien finden, und es gibt auch keine Anhaltspunkte dafür, daß sich der dimorphe Kernapparat der letzteren aus dem homomorphen der Opaliniden entwickelt haben könnte. Auf der anderen Seite besteht aber wohl kein Zweifel darüber, daß der Erscheinung des Kerndimorphismus ein ungleich höherer „taxonomischer Wert" zuzuerkennen ist als dem Merkmal „Bewimperung", sind doch mit dieser Besonderheit des Kernapparates Fortpflanzungserscheinungen verbunden, die bei den übrigen Protisten kein Gegenstück haben. Um diesem Sachverhalt Rechnung zu tragen, schlage ich vor, eine schon vor längerer Zeit von HICKSON (1903) verwendete Bezeichnung wieder aufzugreifen und die mit einem dimorphen Kernapparat ausgestatteten Ciliophoren (d. h. *alle* mit Ausnahme der Opaliniden) als *Heterokaryoten* (Ciliaten s. str. und Suktorien) zusammenzufassen[2]).

[1]) Bei der Holophryide *Stephanopogon mesnili* handelt es sich möglicherweise nicht um eine primär homokaryote Art, wie LWOFF annimmt, sondern um eine Form, die sekundär mikronukleuslos geworden ist (s. weiter unten).

[2]) KOFOID und DODDS (1928) haben auf einen möglichen Anschluß der Opaliniden an die Flagellatenordnung der Polymastigina hingewiesen.

Betrachten wir zunächst die *Anzahl* der Kerne bei den Heterokaryoten, so fällt vor allem auf, daß der Makronucleus meistens in Einzahl angetroffen wird, während die Mikronuclei oft sehr zahlreich sind. Treten mehrere Makronuclei auf (*Dileptus anser, Loxodes rostrum, Myxophyllum steenstrupi, Chaenea*-Arten u. a.), so ist der Größenunterschied gegenüber den Mikronuclei weniger ausgeprägt. Dagegen ist in vielen Fällen eine deutliche Gliederung des Makronucleus zu beobachten, die morphologisch so sehr hervortreten kann, daß die einzelnen Glieder wie kleine Teilkerne erscheinen, die nur durch dünne, achromatische Fäden untereinander verbunden sind. Eine derartige „Rosenkranzform" des Makronucleus ist bei Vertretern ganz verschiedener systematischer Gruppen zur Ausbildung gekommen, so bei Arten der Gattungen *Loxophyllum* und *Trachelocerca* unter den Gymnostomata und bei *Condylostoma-, Spirostomum-* und *Stentor*-Arten unter den Spirotricha.

Die Variabilität des Kernapparates kommt aber vor allem in der verschiedenen Anzahl der Mikronuclei zum Ausdruck. So finden wir beispielsweise bei der Gattung *Paramaecium* Arten mit einem *(caudatum, bursaria, trichium)*, mit zwei *(aurelia, calkinsi)* oder mehreren Mikronuclei *(multimicronucleatum, polycaryum)*. Wenn auch bei großen Formen vielfach eine bedeutende Anzahl von Kleinkernen beobachtet wird *(Bursaria, Ephelota)*, so besteht doch keinesfalls eine eindeutige Beziehung zur Größe. Bei dem großen parasitischen Ciliaten *Ichthyophthirius multifiliis* wird beispielsweise nur *ein* Mikronucleus gefunden, der in einer Delle des Makronucleus verborgen liegt (HAAS, 1933). Sind mehrere Mikronuclei vorhanden, so variiert ihre Zahl auch bei Individuen der gleichen Art oft beträchtlich. So schwankt z. B. die Anzahl der Kleinkerne bei *Tillina magna* zwischen 2 und 16, wobei das Ausmaß der Variabilität bei einzelnen Klonen verschieden groß und offenbar erblich festgelegt ist (BEERS, 1946).

Als die Kernnatur des Makro- und Mikronucleus feststand (BÜTSCHLI, 1876), hat man sich natürlich darum bemüht, zu einer Vorstellung von der *biologischen Bedeutung* dieses Kerndualismus zu gelangen, den man von Anfang an als den morphologischen Ausdruck einer Arbeitsteilung betrachtete. Einen ersten Anhaltspunkt hierfür schien vor allem das Verhalten der Kerne bei der Fortpflanzung zu bieten.

Bei der vegetativen Teilung der Heterokaryoten teilen sich die Mikronuclei *mitotisch*. Neuere Untersuchungen von DEVIDÉ und GEITLER (1947) lassen freilich erkennen, daß die Chromosomen hierbei nicht in der sonst gewohnten Form vorliegen. Die bei der Mitose auftretenden balken- und stabförmigen Chromatinelemente sollen vielmehr nicht — wie man früher glaubte — den Formwert einzelner Chromosomen haben, sondern werden als „Aggregate von Chromosomen mit zusammenfließender Matrix" gedeutet. Für diese Interpretation spricht die relative Größe und die geringere Anzahl der Gebilde (gegenüber den meiotischen Chromosomen der betreffenden Arten), sowie ihre Querteilung bei der Anaphasebewegung. Hinsichtlich der Zustandsform der Chromosomen scheint also bei der vegetativen Mikronucleusteilung ein Sonderfall vorzuliegen, wodurch jedoch ihr Charakter als Mitose nicht in Frage gestellt wird, da auch die als „Sammelchromosomen" gedeuteten Gebilde eine gesetzmäßige Verteilung erkennen lassen, die offensichtlich durch einen Spindelmechanismus bewirkt wird.

Demgegenüber ist bei der Teilung des Makronucleus weder eine mitotische Anordnung von Chromosomen oder Sammelchromosomen zu bemerken, noch konnten bisher lokomotorische Strukturen — von weiter unten zu nennenden Ausnahmen abgesehen — beobachtet werden. Es war daher nicht verwunderlich, daß man diesen Kernteilungsmodus, der sich morphologisch als „einfache Kerndurchschnürung" darbot, als „Amitose" bezeichnete und mit ähnlichen Vorgängen in Parallele setzte, die man bei anderen Protisten gefunden zu haben glaubte. Die Vorstellung, daß es sich bei der Amitose um eine phylogenetische Vorstufe der Mitose handle, bei welcher keine gesetzmäßige Verteilung des Chromatins erfolge, führte zu der Auffassung, daß der Makronucleus — ungeachtet seines morphologischen Hervortretens in der Zelle — der „physiologisch minderwertigere" Kern sei, dem lediglich die Aufgabe zufalle, die „trophischen Funktionen" zu steuern, dem aber weder für die Fortpflanzung, noch für die Vererbung Bedeutung zukomme.

Dieser Gedanke schien auch durch das Verhalten der Kerne bei den Geschlechtsvorgängen gestützt zu werden, die hier an einem Beispiel besprochen werden sollen, nämlich an *Paramaecium aurelia*, einer Form, die in den letzten 10 Jahren Gegenstand interessanter genetischer Untersuchungen und weitreichender Schlußfolgerungen amerikanischer Forscher geworden ist. Diese Untersuchungen nahmen ihren Ausgang von der Entdeckung T. M. SONNEBORNs (1937), daß nicht jedes Pantoffeltierchen mit jedem beliebigen anderen (etwa des gleichen Klons) konjugieren kann, sondern daß beide verschiedenen „*Paarungstypen*" *(mating types)* angehören müssen, von denen bei *Paramaecium aurelia* in jeder Varietät zwei vorhanden sind. Bringt man Tiere von entgegengesetztem Paarungstyp (aber gleicher Varietät) zusammen, so lassen sie sich unter geeigneten Bedingungen jederzeit zur Konjugation bringen. Individuen des gleichen Typs konjugieren dagegen nicht miteinander. Bei rein vegetativer Fortpflanzung findet im allgemeinen keine Änderung des Paarungstyps statt. Dieser wird also von Zelle zu Zelle weitervererbt. Das Wesen der in den Paarungstypen zutage tretenden physiologischen Verschiedenheit ist vorläufig noch nicht geklärt. Da die Ciliaten Zwitter sind, stößt der Versuch, in dieser Differenzierung eine Art „Sexualität" zu erblicken, auf Schwierigkeiten. Jedenfalls haben die Untersuchungen zahlreicher weiterer Forscher (SONNEBORN, 1938; JENNINGS, 1938, 1939; KIMBALL, 1939; GIESE, 1941; GILMAN, 1941) ergeben, daß auch bei anderen „isogamen" Ciliaten derartige Paarungstypen vorkommen, so daß die Vermutung naheliegt, daß es sich um eine allgemein verbreitete Erscheinung handelt (Zusammenfassung bei KIMBALL, 1943).

Bei *Paramaecium aurelia* sind neben dem Makronucleus regelmäßig zwei Mikronuclei vorhanden (Fig. 2a). Sobald sich zwei Individuen verschiedenen Paarungstyps miteinander vereinigt haben, finden charakteristische Veränderungen des Kernapparates statt, die — wie neuere Erfahrungen von CHEN (1940,

1946) an *Paramaecium bursaria* zeigen — schon durch eine kurzdauernde Vereinigung zweier Konjuganten zur Auslösung gebracht werden.

Betrachten wir zunächst die sich an den *Mikronuclei* abspielenden Prozesse. Wie bei allen Formen, die über mehr als einen Mikronucleus verfügen, nehmen auch bei *Paramaecium aurelia* zunächst beide Kleinkerne an diesen Vorgängen teil, die durch ein starkes Anschwellen der Mikronuclei eingeleitet werden. Nach einer länger dauernden, vorbereitenden Prophase, während derer die Kerne eine charakteristische Sichelform (b, links) annehmen[1]), führen die Mikronuclei kurz hintereinander die beiden Reifeteilungen durch (b, rechts, c), so daß im typischen Falle acht Tochterkerne in jedem Konjuganten gebildet werden (c, rechts).

Von diesen gehen sieben zugrunde, während der übrigbleibende noch eine weitere (dritte Mikronucleus-)Teilung durchmacht (d, links). Auf genetischem Wege konnte SONNEBORN (1939) zeigen, daß diese letzte Teilung, die zur Entstehung der beiden Pronuclei führt (d, rechts) rein äquationell verläuft (Nachweis der genetischen Identität der Synkaryen beider Exkonjuganten). Die beiden Pronuclei werden bekanntlich seit HERTWIG als Stationärkern und Wanderkern unterschieden. Die Konjuganten bilden nun an ihrer Berührungsfläche kleine, kegelförmige Vorwölbungen („paroral cones") aus, die sich übereinanderschieben und durch welche die Wanderkerne wechselweise in das Plasma des gegenüberliegenden Konjuganten herübergleiten.

CHEN (1940, 1946) konnte zeigen, daß dieser Weg des Wanderkerns nicht durch die Lage zum anderen Konjugationspartner bestimmt wird, sondern gleichsam „prädeterminiert" ist. Bei *Paramaecium bursaria* treten nämlich vielfach sog. „Threes" auf, d. h. einem Paarling eines Konjugationspaares ist hinten noch ein dritter „Konjugant" angeheftet. Werden nun als Paarungstypen Klone verwendet, die zugleich zwei verschiedenen, durch die Größe ihrer Mikronuclei unterscheidbaren Rassen angehören, so hat natürlich stets der eine Konjugant einen kleinen, der andre einen großen Mikronucleus. Gehört der „überzählige" dritte „Konjugant" der kleinkernigen Rasse an, so wird er sich dementsprechend an den Konjuganten mit dem großen Mikronucleus anheften. Wie Fig. 3a zeigt, findet nun in allen drei Individuen das meiotische Anschwellen des (hier in Einzahl vorhandenen) Mikronucleus statt,

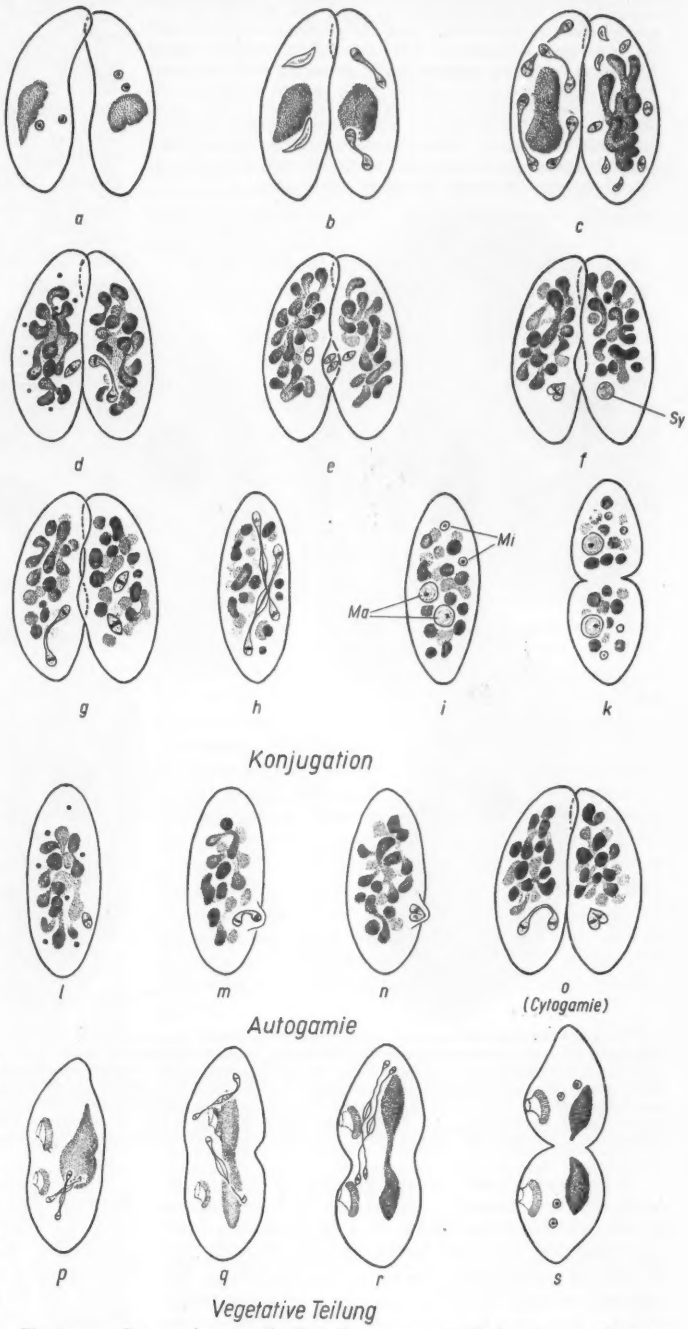


Fig. 2a—s. *Paramaecium aurelia* Fortpflanzung. a—k Konjugation. a Paarung, b 1. Mikronucleusteilung (R I), c 2. Mikronucleusteilung (R II), d 3. Mikronucleusteilung, e Austausch der Wanderkerne, f Karyogamie (*Sy* Synkaryon), g 1. metagame Teilung, h 2. metagame Teilung, i Differenzierung der Mikronuclei (*Mi*) und Makronucleusanlagen (*Ma*), k Teilung des Exkonjuganten, l bis o Autogamie (o Cytogamie), p—s vegetative Teilung (kombiniert nach verschiedenen Autoren).

[1]) Die Frage, ob bei den Ciliaten in allen Fällen eine Chromosomenkonjugation erfolgt, ist noch nicht geklärt. In älteren Arbeiten wird mitgeteilt, daß die Chromosomen in Diploidzahl in der Metaphase I auftreten. Die Reduktion soll dann bei der zweiten (nach einigen Autoren auch schon bei der ersten) Mikronucleusteilung erfolgen. Vorausgesetzt, daß die Paarung der Chromosomen nicht vorzeitig aufgegeben wird, wäre danach also keine Chromosomenkonjugation anzunehmen, und es würde hier der sog. „Primärtypus der Reduktion" vorliegen. Auf der anderen Seite drängt aber die lange Dauer der meiotischen Prophase und das Auftreten des Sichelstadiums, das natürlich in gewisser Beziehung an ein Bukettstadium erinnert, zu der Vermutung, daß auch hier synaptische Vorgänge stattfinden. Diese Vermutung findet eine gewisse Bestätigung durch die neuen Befunde von DEVIDE und GEITLER (1947), die bei *Colpidium campylum* und *Euplotes charon* in der Metaphase I typische Chromosomentetraden beobachtet haben, die sich in der Anaphase in der üblichen Weise in Dyaden teilen.

wodurch der Größenunterschied zwischen den Mikronuclei besonders sinnfällig hervortritt. Auch alle progamen Teilungen verlaufen in dem anhängenden *Paramaecium* völlig normal. Nach Ausbildung der beiden Pronuclei begibt sich nun aber der Wanderkern nicht nach vorne, d. h. zu der Stelle, wo die Berührung mit dem vorderen Tier erfolgt, sondern dorthin, wohin er sich auch begeben würde, wenn eine normale Konjugation stattfände (Fig. 3b). Schließlich verschmilzt er mit dem Stationärkern seiner Zelle, d. h. mit seinem Geschwisterkern, so daß in dem anhängenden Individuum eine regelrechte Autogamie stattfindet.

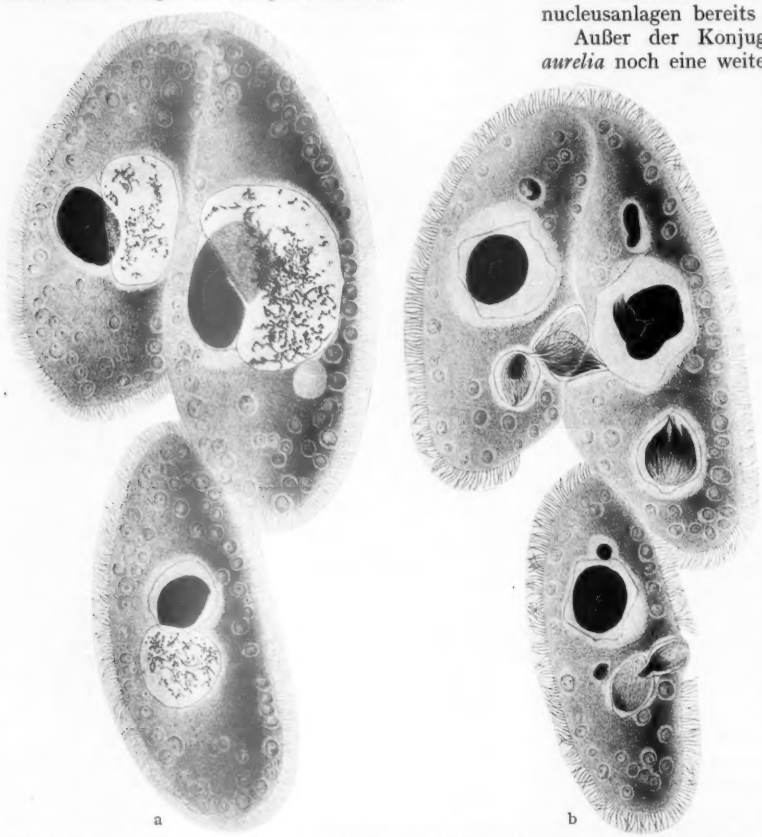


Fig. 3a u. b. *Paramaecium bursaria*, sog. „Threes". a Späte Prophase der 1. Mikronucleusteilung (Mikronuclei meiotisch angeschwollen!). Der linke vordere Konjugant, sowie das anhängende dritte Individuum gehören zu einem Klon mit kleinem, der rechte vordere Konjugant zu einem Klon mit großem (polyploidem) Mikronucleus. b Austausch der Pronuclei. Klonzugehörigkeit der Individuen wie bei a. Der Wanderkern des anhängenden Individuums befindet sich in einer kegelförmigen Vorwölbung. (Im Anschluß an dieses Stadium würde er mit seinem Geschwisterpronucleus verschmelzen!). Vergrößerung 730mal. Schaudinn-Heidenhain. (Nach CHEN, 1946.)

Bei *Paramaecium aurelia* kommt es nach dem Austausch der Wanderkerne in jedem Konjuganten zur Ausbildung eines Synkaryons (Fig. 2f), das aber nur kurze Zeit erhalten bleibt, da sich unmittelbar die beiden metagamen Teilungen anschließen (g, h), während welcher die Trennung der beiden Paarlinge erfolgt. Das Ergebnis der beiden metagamen Teilungen sind zwei Mikronuclei und zwei Makronucleusanlagen (i). Wahrscheinlich gehen je ein Mikronucleus und eine Makronucleusanlage aus den Telophasekernen hervor, die zu einer der beiden metagamen Teilungsspindeln gehören. Jedenfalls erhalten bei der anschließenden Teilung des Exkonjuganten (k) beide Tochterzellen je eine Makronucleusanlage, während sich die Mikronuclei erneut teilen, so daß jede Tochterzelle zwei Kleinkerne erhält. Dadurch ist der normale Kernapparat wieder hergestellt.

Während sich diese Vorgänge an den Mikronuclei abspielen, verfällt der alte *Makronucleus* einer fortschreitenden Desorganisation. Nach HERTWIG (1889) geht diesem Prozeß bei *Paramaecium aurelia* eine erhebliche Volumenzunahme des Makronucleus voraus. Schließlich zerfällt dieser in etwa 30 bis 40 Brocken, die jedoch erst dann endgültig vom Plasma resorbiert werden, wenn die neuen Makronucleusanlagen bereits ausgebildet sind.

Außer der Konjugation ist bei *Paramaecium aurelia* noch eine weitere Form der geschlechtlichen Fortpflanzung beobachtet worden. Die zugrundeliegenden karyologischen Vorgänge sind jedoch zunächst von WOODRUFF und ERDMANN (1914) falsch interpretiert und mit dem Ausdruck „Endomixis" belegt worden. Erst DILLER (1936) erbrachte den Nachweis, daß es sich in Wirklichkeit um eine *Autogamie* handelt. Hierbei finden dieselben Kernprozesse statt, die sich bei der Konjugation in jedem Paarling abspielen, nur mit dem Unterschied, daß die beiden Pronuclei innerhalb der gleichen Zelle miteinander verschmelzen (Fig. 2, l bis n), wie es oben bereits für die überzähligen „Konjuganten" der „Threes" von *Paramaecium bursaria* geschildert wurde (Fig. 3). Auch der Makronucleus degeneriert in der gleichen Weise wie bei der Konjugation und wird nach den beiden metagamen Teilungen durch einen neuen ersetzt. Die zunächst nur cytologisch erkannte Autogamie konnte von SONNEBORN (1939) auch auf genetischem Wege bestätigt werden (Nachweis der Homozygotie des autogam gebildeten Synkaryons).

Im allgemeinen vollzieht sich die Autogamie an einzelnen Zellen. Es kann jedoch unter Umständen auch zu einer, biologisch „sinnlos" erscheinenden, paarweisen Vereinigung sich autogam verhaltender Individuen kommen, ein Vorgang, den WICHTERMAN (1940) bei *Paramaecium caudatum* beschrieb und als „*Cytogamie*" bezeichnete (Fig. 2, o)[1].

Das verschiedenartige Schicksal der beiden Kerntypen bei den geschilderten Vorgängen führte zu der naheliegenden Auffassung, daß in dem Kerndimorphismus der Heterokaryoten ein ähnlicher Soma-Keimbahndualismus zum Ausdruck komme, wie er die höheren Tiere und Pflanzen auszeichnet. Während die „generativen" Mikronuclei bei der geschlechtlichen

[1]) Dieser Vorgang erklärt nach SONNEBORN die in einigen Fällen (RAFFEL, 1933) beobachtete genetische Verschiedenheit der Exkonjugantenklone eines Kanjugationspaares.

Fortpflanzung (Konjugation, Autogamie) eine kontinuierliche Folge bilden und die Genome weitergeben, verfällt der „somatische" Makronucleus der Degeneration und muß jedesmal aus dem Synkaryon neugebildet werden.

Über diese Homologisierung hinaus war man aber von Anfang an bestrebt, den zunächst rein deskriptiven Begriffen „generativ" und „somatisch" auch einen zellphysiologischen Inhalt zu geben. So hat schon HERTWIG (1889) den Mikronucleus als „Geschlechtskern" und den Makronucleus als „Stoffwechselkern" bezeichnet. Die Tatsache, daß der Makronucleus bei der geschlechtlichen Fortpflanzung als Überträger der Erbanlagen nicht in Frage kommt, verleitete viele Forscher dazu, ihm überhaupt jede genetische Wirksamkeit abzusprechen und ihm lediglich „trophische Funktionen" zuzuschreiben. Diese Auffassung kam der — vor allem von SCHAUDINN, POPOFF und GOLDSCHMIDT vertretenen — sog. „Duplizitätstheorie des Zellkerns" entgegen, nach der es zwei verschiedene Chromatinsorten geben sollte: genetisch wirksames, aber trophisch unwirksames „Idiochromatin" und trophisch wirksames, aber genetisch unwirksames „Trophochromatin". Diese beiden Chromatinsorten wären bei den „homokaryoten" Protisten in demselben Kern enthalten, während bei den Ciliaten und Suktorien der Mikronucleus aus Idiochromatin, der Makronucleus aus Trophochromatin bestehen sollte. Für die genetische Unwirksamkeit des Makronucleus schien zu sprechen, daß er sich „amitotisch" teilt, d. h. in einer Weise, die keine gesetzmäßige Verteilung des Chromatins erkennen läßt.

Obwohl TH. BOVERI das Chromatin als die Substanz definiert hatte, „die uns in den Chromosomen vorliegt", wurde die Frage des chromosomalen Aufbaues des Makronucleus im allgemeinen nicht als brennend empfunden, da die Konzeption des „Trophochromatins" den Ausweg bot, auch eine nicht-chromosomale Zustandsform des Chromatins im Makronucleus anzunehmen. Die cytologische Problematik des Makronucleus wurde daher nur von wenigen Forschern erkannt, so von K. BELAR, der 1926 schrieb, daß „wir kein Recht hätten, die Makronuclei der Ciliaten als Kerne aufzufassen, wüßten wir nicht, daß sie aus dem Synkaryon entstehen". Er wollte damit zum Ausdruck bringen, daß der Nachweis von Chromosomen für die Kennzeichnung des Makronucleus als Kern erforderlich sei.

In den folgenden Ausführungen soll nun gezeigt werden, daß sich unsere Auffassung von der Bedeutung des Makronucleus und seines strukturellen Aufbaues inzwischen grundlegend gewandelt hat.

Den ersten Anlaß dazu bildeten *Erfahrungen*, die man an *mikronucleuslosen Ciliatenstämmen* gesammelt hatte. Derartige Stämme sind vielfach in der Natur und in Laboratoriumskulturen gefunden, mehrfach aber auch künstlich (durch Mikrodissektion oder Merotomie) hergestellt worden. Die meisten Untersucher (DAWSON, 1919; PATTEN, 1921; WOODRUFF, 1921; TITTLER, 1935; SCHWARTZ, 1934, 1935, 1947; PIEKARSKI, 1939; BISHOP, 1943, BEERS, 1946) stimmen darin überein, daß der Mikronucleus nicht nur für die sog. vegetativen Funktionen entbehrlich ist, sondern auch ohne Schaden für solche Lebensvorgänge entfernt werden kann, die nach den Erfahrungen an anderen Protisten nicht ohne Mitbeteiligung eines Kerns vonstatten gehen können. So haben sich zahlreiche mikronucleuslose Ciliatenstämme als unbegrenzt teilungsfähig erwiesen. Manche von ihnen sind sogar jahrelang über Hunderte von Generationen in Klonkulturen weitergezüchtet worden, wobei sich die ursprüngliche — erblich festgelegte — Teilungsrate meist schon nach kurzer Zeit wieder einstellte. Auch das Regenerationsvermögen erfährt bei mikronucleuslosen Individuen im allgemeinen keinerlei Einbuße, wie namentlich V. SCHWARTZ (1934, 1935) bei *Stentor coeruleus* zeigen konnte[1]).

Wenn auch in einigen Fällen eine verminderte Teilungsrate (SCHWARTZ, 1934 bei *Paramaecium caudatum*, KIMBALL, 1941 bei *Euplotes patella*) und ein Verlust des Regenerationsvermögens (TAYLOR und FARBER, 1924 bei *Euplotes*, DEMBOWSKA, 1925 bei *Stylonychia*) beobachtet wurde, was auf eine Mitwirkung des Mikronucleus schließen läßt, die über seine Rolle als reiner „Geschlechtskern" hinausgeht, so scheint doch festzustehen, daß Teilung und Regeneration in erster Linie durch den Makronucleus kontrolliert werden. Ein Verlust des Makronucleus führt in allen Fällen zum Tode.

Daß es bei mikronucleuslosen Stämmen nicht zu einer geschlechtlichen Fortpflanzung kommen kann, ist klar, da der hierfür erforderliche vollständige Kernapparat fehlt. Immerhin konnte mehrfach eine Paarungsreaktion beobachtet werden, die zu einer plasmatischen Vereinigung zweier mikronucleusloser Individuen führte (DAWSON, 1920 bei *Oxytricha hymenostoma*, PATTEN, 1921 bei *Didinium nasutum*, SCHWARTZ, 1939 bei *Paramaecium bursaria*). Für *Paramaecium bursaria* konnten SCHWARTZ (1939) und CHEN (1941) zeigen, daß auch eine derartige „Konjugation" nur möglich ist, wenn beide Individuen verschiedenen Paarungstypen angehören. Das gleiche stellte KIMBALL (1941) auch für *Euplotes patella* fest. Da der Paarungstyp erblich festgelegt ist und sich normalerweise nur bei einer Reorganisation des Großkerns ändern kann, geht hieraus deutlich hervor, daß er bei den mikronucleuslosen Stämmen nur durch den Makronucleus weitervererbt und bestimmt werden kann[2]).

Während zwischen zwei mikronucleuslosen Paarlingen natürlich kein Kernaustausch stattfinden kann, ändert sich die Situation, wenn *einer* der beiden „Konjuganten" einen Mikronucleus besitzt. Bei *Paramaecium bursaria* finden in dem letzteren dann die normalen progamen Kernteilungen statt (CHEN, 1940). Der gebildete Wanderkern tritt schließlich in die mikronucleuslose Zelle über und entwickelt sich hier — gleichsam durch „haploide Parthenogenese" — zu einem, nur mit dem halben Chromosomenbestand ausgestatteten „Hemikaryon" (CHEN), welches sich dann wie ein normales Synkaryon weiterteilt, d. h. einen Mikronucleus und eine Makronucleusanlage liefert. Da bei *Paramaecium bursaria* mehrere Rassen vorkommen, die verschieden hoch polyploid sind, also verschieden große Mikronuclei besitzen (vgl. Fig. 3a und b), kann man durch dieses Verfahren im Prinzip eine schrittweise „Depolyploidisierung" solcher (in bezug auf den Mikronucleus) polyploider Formen erreichen.

Wie schon bemerkt, kann eine Änderung des Paarungstyps bei *Paramaecium aurelia* im allgemeinen

[1]) Bei mikronucleuslosen *Paramaecium bursaria* hat SCHWARTZ (1947) eine Vergrößerung des relativen Volumens des Makronucleus beobachtet.

[2]) Auch völlig kernlose, d. h. nur begrenzt lebensfähige Fragmente von *Paramaecium bursaria* besitzen nach CHEN (1941) noch die Fähigkeit, eine Paarungsreaktion einzugehen, sofern sie von Tieren stammen, die verschiedenen Paarungstypen angehörten. Jedoch geht diese Fähigkeit nach einiger Zeit verloren, so daß man annehmen muß, daß es sich um Einflüsse des Makronucleus handelt, die in ihnen noch zur Auswirkung kommen.

nur nach einer Makronucleusreorganisation, d. h. im Anschluß an eine Konjugation (bei bestimmten Stämmen auch nach einer Autogamie; s. weiter unten) erfolgen (SONNEBORN, 1937). Welchem Paarungstyp die Abkömmlinge eines Exkonjuganten angehören, entscheidet sich normalerweise bei der ersten Teilung des Exkonjuganten, bei der die jungen Makronucleusanlagen auf die beiden Tochterindividuen verteilt werden (Fig. 2k). Letztere haben dann entweder den gleichen Paarungstyp wie der Konjugant, von dem

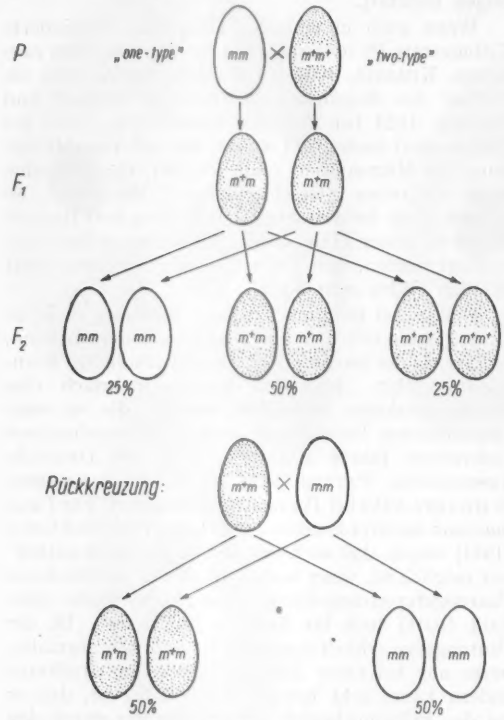


Fig. 4. *Paramaecium aurelia.* Kreuzung des „one-type"- und des „two-type"-Stammes. Die „two-type"-Eigenschaft ist durch Punktierung wiedergegeben. (Nach SONNEBORN, 1947, verändert.)

sie abstammen, oder sie gehören beide dem anderen Paarungstyp an. Schließlich können auch beide untereinander von entgegengesetztem Paarungstyp sein. Wird von Anfang an eine größere Zahl von Makronucleusanlagen gebildet, wie es in manchen Stämmen bei einem großen Teil der Exkonjuganten regelmäßig der Fall ist, so sind die Paarungstypen erst nach einer späteren Teilung festgelegt, nämlich dann, wenn alle Anlagen verteilt sind und zu einem definitiven Makronucleus heranwachsen. Das Auftreten beider Paarungstypen ist also nur dann möglich, wenn voneinander unabhängige Makronucleusanlagen aus den Derivaten des Synkaryons gebildet werden. Bei den vegetativen Teilungen des Makronucleus bleibt dann der Paarungstyp unverändert.

Durch geeignete Temperaturbehandlung nach der Karyogamie gelang es SONNEBORN (1940, 1947), das Wachstum und damit die rechtzeitige Teilung des Makronucleus in den Tochterzellen der Exkonjuganten zu verzögern, so daß die eine Tochterzelle bei der folgenden Teilung keine Makronucleusanlage erhielt. In solchen Fällen zeigte sich, daß sich zahlreiche Makronuclei aus den noch vorhandenen (etwa 30 bis 40) Bruchstücken des alten desorganisierten Makronucleus entwickelten, die dann bei den späteren Teilungen auf die Abkömmlinge der betreffenden Zelle verteilt wurden. Dieser Vorgang wurde als „*Makronucleusregeneration*" bezeichnet. Für unsere Fragestellung ist dabei vor allem die Beobachtung wichtig, daß alle Zellen mit „regeneriertem" Makronucleus den gleichen Paarungstyp aufwiesen, den auch der Konjugant besaß, von dem die Makronucleusfragmente stammten.

Die Tatsache, daß eine Eigenschaft wie der Paarungstyp durch den Makronucleus determiniert wird, weist bereits daraufhin, daß sich seine zellphysiologische Bedeutung nicht in „trophischen Funktionen" erschöpfen kann. Deutlicher konnte aber die genetische Wirksamkeit des Makronucleus noch auf andere Weise demonstriert werden.

Um diesen Versuch zu verstehen, müssen wir davon ausgehen, daß es SONNEBORN 1939 bei der Analyse der Paarungsverhältnisse von *Paramaecium aurelia* erstmals gelungen ist, eine einfache Mendelspaltung nachzuweisen. Es gibt Stämme (innerhalb der Varietät 1), die auch nach einer Autogamie (s. oben) ihren Paarungstyp unverändert beibehalten (one type stocks), während bei anderen Stämmen (der gleichen Varietät) nach der Teilung des aus der Autogamie hervorgegangenen Individuums beide Paarungstypen auftreten können (two type stocks). SONNEBORN konnte nun zeigen, daß dieser Unterschied durch ein einfach mendelndes Allelenpaar bedingt ist (Fig. 4). Bezeichnen wir die „two-type"-Eigenschaft mit m^+, die „one-type"-Eigenschaft mit m, so sind die durch Kreuzung beider Stämme entstandenen Exkonjuganten bzw. Exkonjugantenklone (F_1) alle heterozygot (m^+m).

F_2 ergibt dann drei verschiedene Genotypen, nämlich 25% homozygote mm, 50% heterozygote m^+m und 25% homozygote m^+m^+. Bei Rückkreuzung der heterozygoten Tiere mit dem einen Elter tritt das zu erwartende 1:1-Verhältnis auf, d. h. die Hälfte der Exkonjugantenpaare wird eine Nachkommenschaft liefern, welche nach einer Autogamie beide Paarungstypen aufweist, während die andere Hälfte der Exkonjugantenpaare Klone ergibt, die auch nach einer Autogamie den ursprünglichen Paarungstyp beibehalten.

Um die Heterozygotie eines Paramaeciums nachzuweisen, bietet die *Autogamie* eine einfache Möglichkeit. Da hierbei zwei, in ihrem Genbestand identische Pronuclei miteinander verschmelzen, die entweder nur das eine oder das andre Allel enthalten können, werden in einem heterozygoten Klon (m^+m) nach einer Autogamie zur Hälfte Individuen auftreten, die in bezug auf den einen Faktor (m^+m^+), zur Hälfte solche, die bezüglich des anderen Allels (mm) homozygot sind. Die periodischen Autogamien führen in den Paramaecien-Zuchten daher zwangsläufig dazu, daß heterozygote Genkombinationen nicht lange erhalten bleiben.

Die Tatsache, daß Autogamie zwangsläufig zur Homozygotie führt, wurde neuerdings von KIMBALL (1949 a und b) dazu benutzt, um Mutationen manifest werden zu lassen, die durch β-Strahlung in den vegetativen Mikronuclei von *Paramaecium aurelia* induziert worden waren (vgl. auch POWERS, 1948). Bei rein vegetativer Kultur lassen nämlich bestrahlte Paramaecien nur unbedeutende Veränderungen erkennen, die offenbar auf einer allgemeinen Schädigung beruhen. Sobald aber eine Autogamie stattgefunden hat, zeigt sich bei einem großen Teil der Individuen eine deutlich herabgesetzte

Vitalität. Von einer geringfügigen Erniedrigung der Teilungsrate bis zum Tode finden sich alle Übergänge. Daß derartige Defekte, die auf die kumulative Wirkung homozygot gewordener Mutationen zurückgeführt werden, erblich sind, konnte durch Kreuzungsexperimente erwiesen werden. Die Konjugation bestrahlter und unbestrahlter Paramaecien ergibt F_1-Tiere, die größtenteils normal sind. Findet nun in den Klonen, die aus den Exkonjuganten eines Konjugationspaares gezüchtet wurden, eine Autogamie statt, so weisen in vielen Fällen beide Klone Defekte auf — ein Beweis, daß die Veränderungen tatsächlich auf Mutationen in den Mikronuclei beruhen müssen.

Ähnliche Kreuzungsanalysen, wie sie oben für die „one-type"- und „two-type"-Eigenschaft geschildert wurden, sind von SONNEBORN (1943) und seinen Mitarbeitern auch noch für ein anderes Allelenpaar durchgeführt worden. Jedoch liegen die Verhältnisse infolge der Mitwirkung eines plasmatischen Erbträgers (Plasmagen) hier komplizierter (vgl. das Sammelreferat von SCHWARTZ, Naturwiss. 1949). Für die hier behandelte Frage interessiert lediglich, daß es SONNEBORN (1946) unter Verwendung dieses Allelenpaars gelungen ist, einen Unterschied im Genbestand von Makronucleus und Mikronuclei des gleichen Paramaeciums hervorzurufen. Dadurch bot sich die Möglichkeit, die genetische Wirksamkeit beider Kerntypen unmittelbar zu prüfen. Zu diesem Zweck wurde in einem Exkonjuganten, der in bezug auf das betreffende Allelenpaar heterozygot (k^+k) war, die sich aus dem Synkaryon entwickelnde Makronucleusanlage zum Verschwinden gebracht. Durch Makronucleusregeneration (s. oben) bildete sich dann aus einem Fragment des alten homozygoten Großkerns ein neuer, natürlich ebenfalls homozygoter (kk) Makronucleus. Diesem standen nun die heterozygoten (k^+k) Mikronuclei zur Seite. Es zeigte sich, daß das dominante Allel der Mikronuclei (k^+) völlig unwirksam war. Der Phänotypus richtete sich nach der genetischen Konstitution des Makronucleus.

Nach alledem ist es jetzt nicht mehr berechtigt, dem Großkern genetische Funktionen abzusprechen; ja, man wird zu der Vermutung gedrängt, daß es ganz allgemein der Makronucleus ist, durch den die Gene zur phänotypischen Auswirkung kommen, während die Bedeutung des Mikronucleus vor allem darin zu liegen scheint, die Weitergabe der Genome bei der geschlechtlichen Fortpflanzung zu gewährleisten. Daß der Mikronucleus außerdem durch die sich an ihm vollziehenden Reife- und Befruchtungsphänomene eine Neukombination von Genen ermöglicht, geht aus den vorstehenden Ausführungen zur Genüge hervor.

Der Nachweis einer genetischen Aktivität des Makronucleus rückt natürlich das Problem seines *strukturellen Aufbaues* erneut in den Vordergrund des Interesses. Die Beobachtung, daß bei der Makronucleusregeneration aus einem Bruchstück (etwa $^1/_{30}$ bis $^1/_{40}$) des alten Makronucleus ein neuer aufgebaut werden kann, führte SONNEBORN (1940) zu der Auffassung, daß der Makronucleus eine „compound structure" besitze, womit zugleich die Annahme verbunden wurde, daß er aus einzelnen, sich mitotisch teilenden „subnuclei" bestehe. Der Gedanke einer „Vielwertigkeit" (Polyenergidie) des Makronucleus war übrigens auch schon von anderen Forschern, so vor allem von M. HARTMANN (1909) auf Grund der Merotomie- und Regenerationsversuche an *Stentor* vertreten worden. Die an sich sehr naheliegende Vermutung, daß der Makronucleus polyploid sei, setzt aber voraus, daß er einen chromosomalen Aufbau besitzt. Dieser Nachweis mußte aber erst noch erbracht werden. Außerdem war bis vor wenigen Jahren kein Mechanismus bekannt, durch den ein Kern anders als auf dem Wege einer Mitosestörung (etwa unter Colchizineinfluß) oder durch sog. Restitutionskernbildung polyploid werden könnte.

Ein derartiger Mechanismus ist erst neuerdings durch L. GEITLER (1939) entdeckt worden. Den Ausgangspunkt bildete die Feststellung, daß die Kerne verschiedener Gewebe bei den Heteropteren mehr oder weniger hoch polyploid sind. Die Heterochromasie der Geschlechtschromosomen ermöglichte es, die Polyploidiestufen der Gewebszellkerne in einzelnen Fällen genau zu ermitteln. So erwiesen sich z. B. bei *Gerris lateralis* die Kerne der Hodensepten der Imago als 16-ploid, die der malpighischen Gefäße als 32- oder 64-ploid und in bestimmten Teilen der Speicheldrüsen schienen sogar 1024- und 2048-ploide Kerne vorzuliegen. Am Mitteldarmepithel fanden sich in den Regenerationsnestern diploide Kerne, während die funktionstüchtigen Epithelzellen octoploide Kerne besaßen. Die genauere Untersuchung ergab nun, daß diese Polyploidie durch intranukleäre Chromosomenteilungen ohne Spindelbildung („Endomitose") zustande kommt. Hierbei vollführen die Chromosomen den gleichen — auf ihrer Spiralstruktur beruhenden — Formwechsel wie bei der Mitose, so daß man Endoprophasen, Endometaphasen und Endoanaphasen unterscheiden kann.

Da sich in der Folgezeit herausstellte, daß derartige Endomitosen auch bei zahlreichen anderen tierischen und pflanzlichen Somakernen vorkommen und zu einer Polyploidisierung führen (vgl. die neueste Zusammenfassung von GEITLER, 1948), lag der Gedanke nahe, diese Vorstellung auch auf den Makronucleus anzuwenden. Nachdem bereits GEITLER (1941) auf diese Möglichkeit hingewiesen hatte, hob dann vor allem PIEKARSKI (1941) hervor, daß in den heranwachsenden Makronucleusanlagen der Exkonjuganten bereits mehrfach Chromatingebilde beschrieben worden sind, die als endomitotische Teilungsstadien der aus dem Synkaryon hervorgehenden Chromosomen gedeutet werden könnten. Diese Gebilde erinnern an die Chromosomenanordnungen in der Meiose und sind daher vielfach als „Pseudogemini", „Dyaden" oder „Tetraden" bezeichnet worden. Allerdings schien ihre Chromosomennatur vorerst nicht völlig gesichert zu sein. Zudem stimmten alle Untersucher darin überein, daß diese „Chromosomen" wieder aufgelöst würden („Chromatolyse", COLLIN, 1912), da sich ein „achromatisches" Stadium anschloß, so daß zwischen dem aus dem Synkaryon hervorgehenden „Chromosomenchromatin" (POLJANSKY, 1934) und dem Chromatin des definitiven Makronucleus kein Zusammenhang zu bestehen schien.

Zur Klärung dieser Frage führte GRELL (1949) eine Untersuchung an dem marinen Suktor *Ephelota gemmipara* durch. Die nach der Konjugation (die hier anisogam verläuft) aus dem Synkaryon in die Makronucleusanlage eingehenden Chromosomen zeigen bei *Ephelota* zunächst eine spiremartige Anordnung (Spiremphase). In dem heranwachsenden Großkern finden daraufhin fortlaufend endomitotische Teilungen der Chromosomen statt, die in diesem Falle deutlich verfolgt werden konnten, weil die Tochter-

chromatiden zum Teil an einem Ende miteinander verklebt bleiben. Auf diese Weise entstehen nach dem dritten Teilungsschritt charakteristische, reiserbesenförmige Achtergruppen (Fig. 5), deren weiteres Schicksal jedoch bisher nicht genau verfolgt werden konnte. Die Makronucleusanlage wird demnach auf dem Wege innerer Chromosomenteilungen mindestens 16-ploid[1]). Eine besondere Hervorhebung verdient dabei noch die ungewöhnliche Größe der sich endomitotisch teilenden Chromosomen. Sie sind nämlich

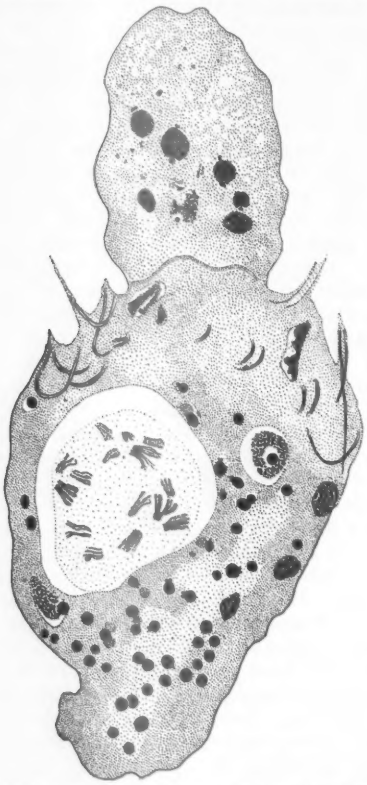


Fig. 5. *Ephelota gemmipara*. Anisogame Konjugation. Oben: Mikrokonjugant, unten: Makrokonjugant, Makronucleusanlage in Polyploidisierungsphase (nicht der ganze Kerninhalt eingezeichnet). Vergrößerung etwa 750mal. Schaudinn-Heidenhain.

im endoprophasischen Zustand mindestens 40mal so lang wie in den Meiosestadien und lassen stellenweise eine Spiralstruktur erkennen. Die Phase der endomitotischen Chromosomenvermehrung (Polyploidisierungsphase) wird auch bei *Ephelota* durch ein „achromatisches" Stadium abgelöst, wobei das Innere der Makronucleusanlage von einer Masse erfüllt ist, die sich bei der Fixierung von der Kernmembran abhebt und deutlich eine fädige (chromonemale) Struktur erkennen läßt. Dieses Stadium wurde daher als Interphasekern gedeutet, d. h. als ein Strukturbild, welches durch maximale Entspiralisierung und durch den Abbau der Thymonucleinsäure an den Chromosomen zustandekommt (Ruhekernphase). Diese Deutung macht auch die Tatsache verständlich, daß der Kern im Anschluß daran „schlagartig" wieder feulgenpositiv wird; die hierbei auftretenden fädigen Elemente sind offenbar die Chromosomen. Während dieser Strukturveränderung nimmt die Makronucleusanlage die Gestalt des definitiven Makronucleus an (Formbildungsphase).

Diese Befunde sprechen sehr dafür, daß — entgegen der Auffassung POLJANSKYs (1934) — eine morphogenetische Kontinuität zwischen den sich endomitotisch teilenden Chromosomen und dem Chromatin des definitiven Makronucleus besteht. Die schon mehrfach geäußerte Vermutung, daß der Makronucleus der Heterokaryoten polyploid sei, ist damit auch cytologisch belegt.

Daß der Makronucleus einen chromosomalen Aufbau besitzt, kann nach alledem heute kaum noch in Zweifel gezogen werden. Fraglich ist nur, in welcher

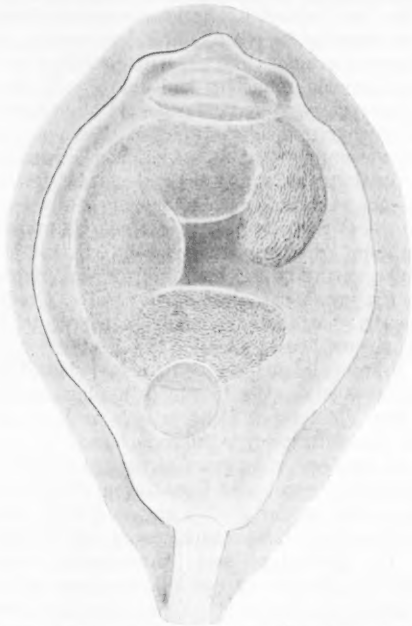


Fig. 6. *Zoothamnium* spec. (marine Art). Makrozooid, lebend. Phasenkontrastoptik. Vitalstruktur des Makronucleus.

Zustandsform die Chromosomen im Makronucleus vorliegen. In einigen Fällen ist eine retikuläre (chromonemale) Struktur deutlich zu erkennen. Fig. 6 zeigt z. B. ein lebendes Makrozooid einer marinen *Zoothamnium*-Art. Durch die Phasenkontrastoptik wird hier der Makronucleus mit seiner „fädigen" Struktur deutlich sichtbar. Ebenso sind bei vielen Suktorien im Makronucleus feulgenpositive Fadengebilde erkennbar, die namentlich bei der (hier inäqualen) Teilung des Makronucleus klar hervortreten. Auch die Figuren von SCHWARTZ (1946) erwecken den Eindruck, daß es sich bei den fädigen Gebilden, in welche der Makronucleus mikronucleusloser „Exkonjuganten" von *Paramaecium bursaria* zerfällt, um Chromosomen handelt.

Oft zeigt der Makronucleus allerdings ein Strukturbild, das nicht ohne weiteres erkennen läßt, in welcher Form die Chromosomen hier vorliegen. Erst die Untersuchungen von DEVIDÉ und GEITLER (1947) geben uns einen ersten Fingerzeig zum Verständnis

[1]) Möglicherweise handelt es sich aber bei den Chromatiden der Achtergruppen selbst noch um polytäne Gebilde, die in weitere Spaltungselemente zerfallen.

derartiger Strukturbilder. Es wäre nämlich denkbar, daß die gleichen Umstände, welche bei der vegetativen Mitose des Mikronucleus (s. oben) zu einer „Maskierung" der eigentlichen Chromosomen führen, auch im Makronucleus dafür verantwortlich sind, daß die chromonemale Grundstruktur in so vielen Fällen unkenntlich wird. Auch die Nukleolarsubstanz trägt sicher mit dazu bei, das Bild des Makronucleus zu modifizieren[1]).

Einer vergleichenden Strukturanalyse der Makronuclei drängen sich vor allem noch zwei Erscheinungen auf, deren Deutung unter dem hier dargelegten Gesichtspunkt vielleicht mit größerem Erfolg angestrebt werden könnte. Von zahlreichen Ciliatenarten wird berichtet (KIDDER, 1933/34; KIDDER und DILLER, 1934; KIDDER und SUMMERS, 1935; BURT, KIDDER and CLAFF, 1941; BEERS, 1946, 1948), daß bei oder unmittelbar nach der vegetativen Teilung des Makronucleus (vielfach auch bei der Encystierung) regelmäßig eine bestimmte Menge feulgenpositiver Substanz ausgestoßen wird

Möglichkeit von vorneherein ausschließen. Die Erfahrungen an den mikronucleuslosen Ciliatenstämmen und die erwähnten genetischen Befunde zwingen aber andererseits dazu, eine gesetzmäßige Aufteilung des Chromatins anzunehmen.

Diese Schwierigkeit wird nun durch den Nachweis der Polyploidie behoben, da daraus zwangsläufig gefolgert werden muß, daß bei der Teilung des Makronucleus ganze Genome auseinandersortiert werden. Die „Amitose" des Makronucleus wäre danach als eine *Genomsegregation* aufzufassen.

Zytologische Beobachtungen, die eine solche Genomsegregation belegen könnten, liegen allerdings bisher erst für wenige Fälle vor. So beschrieb PIEKARSKI (1939) bei den Vermehrungscysten von *Colpoda Steini* eine Aufteilung des Makronucleus in acht

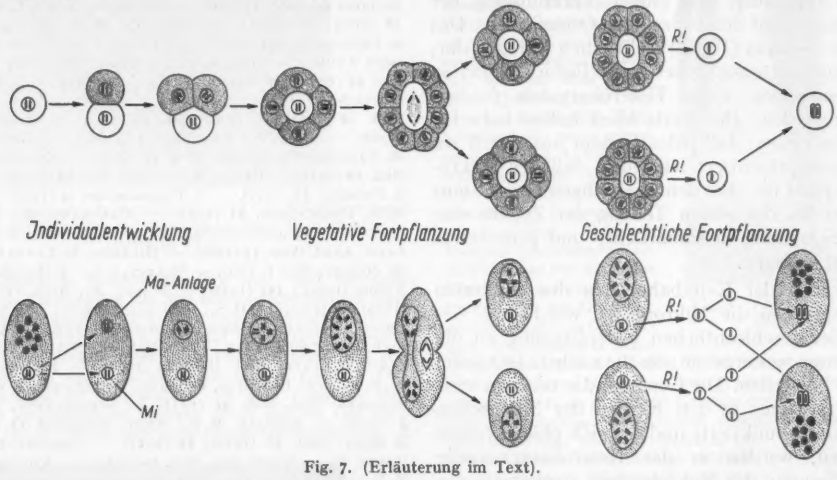


Fig. 7. (Erläuterung im Text).

(„Chromatinelimination", KIDDER). Bei *Conchophthirus mytili* ist das zur Aussonderung „bestimmte" Chromatin schon vor der Teilung im Innern des Makronucleus erkennbar (KIDDER, 1933). In ihrer Bedeutung ebenso ungeklärt sind die sog. „Reorganisationsbänder" (TURNER, 1930; SUMMERS, 1935; GARNJOBST, 1937; KIESSELSBACH, 1939; PIERSON, 1943), die bei hypotrichen Ciliaten regelmäßig vor jeder Teilung über den Makronucleus laufen und offenbar mit einer lebhaften, die Teilung vorbereitenden Strukturveränderung des Makronucleus verbunden sind. Möglicherweise steht diese mit einem Teilungsformwechsel der Chromosomen in Zusammenhang.

Das Problem der „*Amitose*" erscheint nun natürlich auch in einem neuen Licht. Bekanntlich gilt der Makronucleus auch heute noch vielfach als das letzte Reservat dieses Teilungsmodus, dem man früher eine weitere Verbreitung unter den Protisten zuschrieb. In einigen Fällen sind zwar „mitoseähnliche" Teilungen des Makronucleus beschrieben worden, so von SWARCZEWSKI (1928) bei *Spirochona elegans*, von ROSSOLIMO und JAKIMOWITSCH (1929) bei *Myxophyllum (Conchophthirus) steenstrupi*, von KIDDER und SUMMERS (1935) bei *Allosphaerium convexa* und von IVANIÇ (1938) bei *Chilodon uncinatus* (Vermehrungscyste); trotzdem kann aber kein Zweifel darüber bestehen, daß die Makronucleusteilung nicht als „verkappte Mitose" angesprochen werden kann, da die inäqualen (Knospungs-)Teilungen des Makronucleus bei den Astomata und den Suktorien diese

[1]) Auf dem Gehalt an Nukleolarsubstanz beruht wahrscheinlich der Reichtum des Makronucleus an Ribosenukleinsäure (BRACHET, 1942; ROSKIN, 1945).

feulgenpositive Aggregate, von denen je zwei in jedes der vier Tochtertiere gelangen und hier je einen neuen Tochtermakronucleus bilden. PIEKARSKI deutete die Aggregate daher als Einzelgenome. Ferner fand GRELL (1950) bei den freilebenden *Dactylophrya*-Stadien des parasitischen Suktors *Tachyblaston ephelotensis*, daß hier der ganze Makronucleus durch fortgesetzte Knospungsakte in die Makronuclei der Infektionsstadien aufgeteilt wird. Diese Tochtermakronuclei sind untereinander völlig strukturgleich und erhalten bei jedem Knospungsakt wahrscheinlich die gleiche Anzahl von Chromatinelementen, d. h. vermutlich je zwei Genome. Im ersteren Falle könnte man also vielleicht von einer simultanen, im letzteren von einer sukzessiven Genomsegregation sprechen.

Die Vorstellung einer gesetzmäßigen Aufteilung ganzer Genome bei der Teilung des Makronucleus stößt allerdings noch in einer Hinsicht auf Schwierigkeiten. Wenn die Polyploidie auf endomitotischem Wege zustande kommt[2]), dann müßte nämlich angenommen werden, daß irgendein Zusammenhang zwischen den nichthomologen Chromosomen bestehen bleibt, so daß sie jederzeit wieder zu Genomen vereinigt werden können. Ob und wie das möglich ist, muß

[2]) Beim normalen Teilungswachstum des Makronucleus finden vermutlich auch endomitotische Vorgänge statt. Jedoch darf man wohl annehmen, daß hierbei der sonst für die „Endomitose" charakteristische Formwechsel der Chromosomen unterbleibt (vgl. hierzu GEITLER, 1948).

vorläufig offen bleiben. Vielleicht bietet aber die neuerdings von Huskin (1948) näher untersuchte sog. „somatische Meiose" einen Schlüssel für das Verständnis derartiger Vorgänge. Huskin konnte nämlich durch Behandlung von *Allium*-Wurzeln mit Natriumribonukleat an somatischen Zellkernen „Reduktionsteilungen" auslösen, bei welchen allem Anschein nach keine Spindelstrukturen auftraten. In den meisten Fällen schienen sich die beiden Genome unter prophasischer Verlängerung der Chromosomen einfach zu trennen (vgl. auch Wilson und Cheng, 1949). Wenn es gelänge, derartige Phänomene an polyploiden Kernen auszulösen, so wäre damit wenigstens eine Modellvorstellung für die „Amitose" des Makronucleus in dem hier ausgeführten Sinne gewonnen.

Der Nachweis der Polyploidie des Makronucleus ermöglicht nun auch eine engere Verknüpfung der Heterokaryoten mit den vielzelligen Organismen. Das umstehende Schema (Fig. 7) stellt einen Versuch dar, den Entwicklungsgang eines vielzelligen Diplonten (oben) demjenigen eines Heterokaryoten (unten) gegenüberzustellen. Der Einfachheit halber habe ich dabei angenommen, daß jedes Genom nur durch ein Chromosom repräsentiert wird und daß der Makronucleus 16-ploid ist. Bei dem vielzelligen Organismus möge schon bei der ersten Teilung der Zygote eine definitive Scheidung in somatisches und generatives Zellmaterial erfolgen.

Den Kernen der Keimbahnzellen des Diplonten (weiß) entsprechen die Mikronuclei, welche die Genome bei der geschlechtlichen Fortpflanzung an die Exkonjuganten weitergeben, die die nächste (sexuelle) Generation darstellen. Die Genome, die bei dem vielzelligen Organismus in den Kernen der Somazellen lokalisiert sind (punktiert) und die sich phänotypisch manifestieren, werden in der Heterokaryotenzelle durch die Genome des Makronucleus dargestellt, die wohl in ähnlicher Weise wirksam sind. Daß der Mikronucleus dabei nicht unbedingt ein „reiner Keimbahnkern" zu sein braucht, sondern ähnlich wie die Genome des Makronucleus von einem gewissen — wenn auch untergeordneten — Einfluß auf das Zellgeschehen sein mag, bedarf keiner besonderen Betonung. Eine Unterscheidung zwischen Idiochromatin und Trophochromatin würde sich danach in gewissem Sinne erübrigen.

So scheint sich — wenn wir die zelluläre Differenzierung als weniger entscheidend ansehen und das Genom in den Vordergrund der Betrachtung stellen — der Unterschied zwischen beiden Organismentypen zu verwischen, und es mag wohl die Frage auftauchen, ob sich nicht die Heterokaryoten von vielzelligen Formen ableiten lassen.

Zusatz bei der Korrektur. Untersuchungen des Verfassers an der Zoologischen Station in Neapel lassen die Frage der *Genomsegregation* in einem neuen Licht erscheinen. Bei dem tripyleen Radiolar *Aulacantha scolymantha* ist der Primärkern, aus dem später die zahlreichen Kerne der Schwärmer hervorgehen, polyenergid (Borgert, 1900, 1909). Es konnte nun gezeigt werden, daß diese Polyploidie wie beim Makronucleus der Heterokaryoten auf endomitotischem Wege zustande kommt. Hierbei ergab sich der überraschende Befund, daß die nichthomologen Chromosomen eines Satzes (kenntlich an ihren Längenunterschieden im endometaphasischen Zustand) durch achromatische Fäden miteinander verbunden bleiben. Jedes Genom stellt daher bei *Aulacantha* eine morphologische Einheit dar, die offenbar auch bei den Teilungen des Primärkerns (Zweiteilung, Vielfachteilung) als Ganzes manövriert. Die Genomsegregation wird durch den morphologischen Zusammenhalt der Chromosomen jedes Satzes ermöglicht. Man kann wohl vermuten, daß sich derartige Verbindungsfäden auch für die Chromosomen des Makronucleus werden nachweisen lassen. Über die Untersuchungen an *Aulacantha* ist eine Veröffentlichung in Vorbereitung.

Literatur.

Beers, C. D.: J. Morphology **78** (1946). — Biol. Bull. **91** (1946); **94** (1948). — Bishop, E.: J. Morphology **72** (1943). — Brachet, J.: Archives de Biol. **53** (1942). — Burt, C. D., G. W. Kidder and C. L. Claff: J. Morphology **69** (1941). — Chen, T. T.: Proc. nat. Acad. Sci. U.S.A. **22** (1936). — J. Hered. **31** (1940). — Biol. Bull. **80** (1941). — J. Morphology **78** (1946); **83** (1948). — Collin, B.: Archives de Zool. **51** (1912). — Dawson, J. A.: J. of exper. Zool. **29** (1919); **30** (1920). — Dembowska, W. S.: Arch. mikrosk. Anat. u. Entw.mech. **104** (1925). — Devidé, Z., u. L. Geitler: Chromosoma **3** (1947). — Diller, W. F.: Science **79** (1934). — J. Morphology **59** (1936); **66** (1940); **82** (1948). — Garnjobst, L.: Arch. Protistenkde. **89** (1937). — Geitler, L.: Chromosoma **1** (1939). — Erg. Biol. **18** (1941). — Naturwiss. **30** (1942). — Österr. bot. Z. **95** (1948). — Giese, A.: Anat. Rec. **81** (1941). — Giese, A. C., and M. Arkoosh: Physiologic. Zool. **12** (1939). — Gilman, L. C.: Biol. Bull. **80** (1941). — Grell, K. G.: Biol. Zbl. **68** (1949). — Forschgn. u. Fortschr. **25** (1949). — Z. Parasitenkde. **14** (1950). — Haas, G.: Arch. Protistenkde. **81** (1933). — Hartmann, M.: Biol. Zbl. **29** (1909). — Allgemeine Biologie. **1947**. — Hertwig, R.: Abh. königl. bayer. Akad. Wiss. **17** (1889). — Hickson: In Lankesters Treatise on Zoology, Part I. 1903. — Huskin, C. L.: J. Hered. **39** (1948). — Nature (Lond.) **161** (1948). — Ivanic, M.: Arch. Protistenkde. **91** (1938). — Jennings, H. S.: Proc. nat. Acad. Sci. U.S.A. **24** (1938). — Genetics **24** (1939). — Amer. Naturalist **73** (1939). — Kidder, G.W.: Arch. Protistenkde **1933**. — Biol. Bull. **66** (1934). — Kidder, G. W., and C. L. Claff: Biol. Bull. **74** (1938). — Kidder, G. W., and W. F. Diller: Biol. Bull. **67** (1934). — Kidder, G. W., and F. M. Summers: Biol. Bull. **68** (1935). — Kiesselbach, A.: Thalassia **3** (1939). — Kimball, R. F.: Amer. Naturalist **73** (1939). — J. of exper. Zool. **81** (1939); **86** (1941). — Geneties **27** (1942); **34** (1949a, b). — Quart. Rev. Biol. **18** (1943). — Kofoid, C. A., and M. L. Dodds: Anat. Rec. **41** (1928). — Lwoff, A.: C. r. Acad. Sci. Paris **177** (1923). — Archives de Zool. **78** (1936). — Maupas, E.: Archives de Zool. **7** (1889). — Metcalf, M. M.: Zool. Jb. Suppl. **15** (1912). — Zool. Anz. **44** (1914). — U. S. Nat. Mus. Bull. **120** (1923). — Pätau, K.: Genetics **35** (1950). — Patten, M. W.: Proc. Soc. exper. Biol. a. Med. **18** (1921). — Piekarski, G.: Arch. Protistenkde. **92** (1939). — Biol. Zbl. **61** (1941). — Pierson, B.: J. Morphology **72** (1943). — Powers, E. L.: Genetics **33** (1948). — Raffel, D.: J. of exper. Zool. **66** (1933). — Rossolimo, L. B., u. K. Jakimowitsch: Zool. Anz. **84** (1929). — Schwartz, V.: Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math-physik. Kl. **1** (1934). — Arch. Protistenkde. **85** (1935). — Naturwiss. **27** (1939). — Biol. Zbl. **65** (1946). — Z. Naturforschg. **2b** (1947). — Sonneborn, T. M.: Proc. nat. Acad. Sci. U.S.A. **23** (1937). — Proc. amer. phil. Soc. **79** (1938). — Anat. Rec. **75** (1939); **78** (1940). — Amer. Naturalist **73** (1939); **76** (1942). — Genetics **31** (1946). — Advances in Genetics **1** (1947). — Growth Symposium **11** (1947). — Am. Scientist **37** (1949). — Summers, F. M.: Arch. Protistenkde. **85** (1935). — Taylor, C. V., and W. P. Farber: Univ. California Publ. Zool. **26** (1924). — Taylor, C. V., and L. Garnjobst: J. Morphology **68** (1941). — Tittler, I. A.: La Cellule **44** (1935). — Tönniges, C.: Sitzgsber. Ges. Naturwiss., Marburg **6** (1919); **62** (1927). — Turner, J. P.: Univ. California Publ. Zool. **33** (1930). — Wichterman, R.: J. Morphology **66** (1940). — Wilson, G. B., and K. C. Cheng: J. Hered. **40** (1949). — Woodruff, L. L.: J. of exper. Zool. **34** (1921). — Woodruff, L. L., and R. Erdmann: J. of exper. Zool. **17** (1914).

Aus dem Zoologischen Institut der Universität Bonn.

Eingegangen am 26. Oktober 1949.

Kurze Originalmitteilungen.

Zweipolige Lichtenberg-Figuren.

1. LICHTENBERGs klassische „Neue Methode, die Natur des elektrischen Fluidums zu untersuchen", gewinnt ihr wesentliches Ergebnis, daß der Unterschied von Glas- und Harzelektrizität sich nicht einfach in einem Vorzeichenwechsel erschöpfe, sondern qualitativ sei, dadurch, daß aus einem Vorrat ein Funke auf eine Isolatorfläche gegeben wird: die Figuren aus positiver Quelle zeigen sich verästelt, die aus

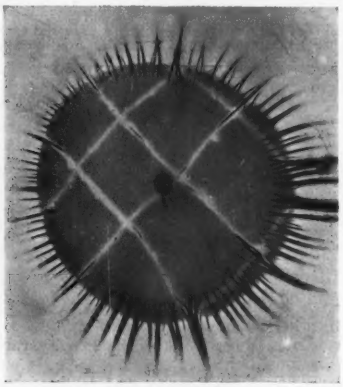


Fig. 1. Elektronenoptische Abbildung einer von Netzfäden durchzogenen Kreisblende. Gelatineschicht einer Photoplatte. Zweifache Vergr.

negativer laufen in breiten Bändern aus. Man ist daher gewohnt, die Erscheinung als Bild einer Stoßentladung anzusehen, mitunter auch einer gedämpften Schwingung, die inmitten der Hauptfigur noch das Bild des entgegengesetzten Vorzeichens mit verkleinerter Amplitude auftreten läßt (Beispiel an bequem zugänglicher Stelle ist die positive Figur des WESTPHALschen Lehrbuches, die eine negative Mitte zeigt). Der entscheidende Vorgang spielt sich im Gas ab — als an der Isolatorfläche sich anlehnende Gleitentladung. So

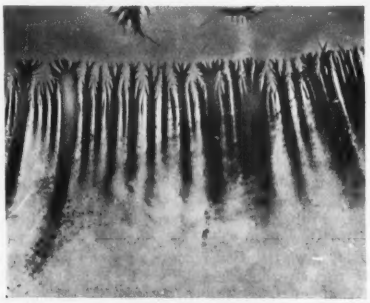


Fig. 2. Elektronenoptisch abgebildete Kante. Dreifache Vergr.

sieht etwa der zusammenfassende Bericht PRZIBRAMs im GEIGER-SCHEELschen Handbuch (Band XIV „Elektrizitätsbewegung in Gasen"), wenngleich er die Möglichkeit „elektrischer Figuren" in Festkörpern und Flüssigkeiten mit einem Satz nennt, die Unterscheidung von Elektronen- und Ionenbewegung als maßgebend an für die Unterschiede der positiven und negativen Figuren.

2. Man erhält indes die gleichen Gestalten vollständiger, in stationärem Fluß und ohne Mitarbeit von Gas, wenn man die isolierende Auffangfläche eines elektronenoptischen Bildes ausreichend belastet. Fig. 1 zeigt eine mit Chromatgelatine — deren elektronenoptisches Auflösevermögen untersucht wurde[1]) — erhaltene Aufnahme eines Netzes, Fig. 2 die einer geraden Kante, Fig. 3 einen einzelnen Entladungsast. Man sieht in *einem* Bilde den Gesamtvorgang vor sich, von dem man im gewohnten Verfahren jeweils nur ein Ende in klarer Ausbildung vor sich hat: jede Entladungsbahn zeigt auf der Seite der stetigen Elektronenlieferung die feinen Äste der „positiven", außen die breite Zunge der „negativen" Lichtenberg-Figur.

3. Eindrucksvoll ist die unmittelbare Beobachtung der Leuchterscheinung. Bei mäßiger Belastung etwa einer Uranglasscheibe erweitert sich das Bild einer Kreisblende mit wachsender Aufladung langsam durch einen immer mehr an relativer Helligkeit zunehmenden Rand, und während die Mitte dunkler und dunkler wird, beginnt der Rand von den immer länger werdenden entladenden Leuchtfäden überquert zu werden. Diese sind *stationär*, sie leuchten völlig ruhig, transportieren die innen stetig zufließende Ladung *stetig* nach außen ab, werden nach einem Ortswechsel erneut benutzt und hinterlassen sichtbare Spuren, die mäßigem Abwischen standhalten, durch sehr kräftiges aber zu entfernen sind, auch mechanisch abgefühlt werden können: das Glas- oder Quarzmaterial ist hier zu merklicher Tiefe aufgelockert. Stets zeigen sie die in den Aufnahmen wiedergegebene Gestalt: die augenscheinlich auf statistische Bedingungen (Fehlordnung, Schwankungen) hinweisende Verästelung auf der Seite des Elektronenzuflusses, das breite nach der Geschlossenheit eines vom Gesamtfeld bestimmten Phänomens anmutende Ausfließen in die Umgebung. In gut isolierendem Material (Glimmer, Quarz) sind die Äste weit schärfer (Skizze Fig. 4) als in den mit Gelatine erhaltenen Aufnahmen — allgemein suchen die zunächst zusammenlaufenden Bahnen sich mehr und mehr zu trennen, im ganzen Verlauf selbständige Abflußwege zu bilden. Wie scharf diese von einer stationär gewordenen Veränderung bedingten Lichtenberg-Spuren vom unmittelbaren Leuchten im Einschlag der schnellen Elektronen unterschieden werden müssen, zeigt sich an Glimmer, wo das elektronenoptische Bild ganz unsichtbar bleibt, also nur die Leuchtfäden und gelegentliche Funken die dunkle Fläche durchqueren oder an Quarz, wo ein tiefblaues Leuchten des Bildes von den scharfen gelblichen Fäden der Ableitungen umgeben, zum Teil durchsetzt wird. Bemerkenswert scharf begrenzte Auslöscherscheinungen im Leuchtbild, die sich in einem frisch beaufschlagten Bereich (Fleck magnetisch verschoben) als dunkel ausgesparte Büschel schnell vorangleitend entwickeln, bereichern weiter das für das Leuchten des Festkörpers aufschlußreiche Bild dieser Vorgänge. Sie werden weiter untersucht.

Fig. 3. Einzelner Entladungsast. Zehnfache Vergr.

Fig. 4. Skizze der Entladungsäste im Quarzglas.

Tübingen, Physikalisches Institut.
G. KNOERZER, W. KOSSEL.

Eingegangen am 15. März 1950.

[1]) KNOERZER, G.: Diplomarbeit. Tübingen 1949.

Eine Mikrowellenmethode zur Messung von Elektronenkonzentrationen im Plasma einer Glimmentladung[1]).

Die Dielektrizitätskonstante eines Plasmas mit N Elektronen im cm³ ist bei hinreichend hohen Frequenzen

$$\varepsilon = 1 - \frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2} = 1 - \delta \qquad (1)$$

(e Elektronenladung, m Elektronenmasse, ω Kreisfrequenz des elektromagnetischen Feldes). Ionen tragen infolge ihrer

viel kleineren spezifischen Ladung nicht merklich zur Dispersion bei. Eine Messung von $1 - \varepsilon = \delta$ bei der Kreisfrequenz ω liefert also unmittelbar die Elektronenkonzentration N.

Auf das Plasma einer üblichen Glimmentladung, die bei einem Druck von einigen Zehntel mm Hg und Stromdichten von einigen mA/cm² brennt, darf man die Dispersionsformel (1) erst im Bereiche der Mikrowellen mit $\omega \sim 10^{10}$ Hz anwenden. Bei einer mittleren Elektronenkonzentration von 10^8 bis 10^9/cm³ und Strahlung von 10 cm Wellenlänge wird δ einige 10^{-3}.

Im folgenden wird eine einfache Anordnung beschrieben, die es erlaubt, δ und damit N auf etwa 1% genau zu messen.

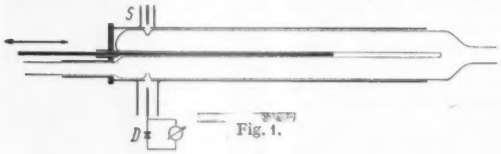


Fig. 1.

Ein leerer Hohlraumresonator habe unter anderen die Eigenfrequenz ω_0. Wird er vollständig und homogen mit einem Plasma gefüllt, so ändert sich die betreffende Eigenfrequenz um $\Delta\omega_0$, und es gilt $\varepsilon = \left(\frac{\omega_0}{\omega_0 + \Delta\omega_0}\right)^2 = 1 - \delta$, woraus für $\delta \ll 1$

$$\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} = \frac{\delta}{2} \tag{2}$$

folgt. Experimentell ist es einfacher, bei fester Frequenz mit einem Hohlraum variabler Eigenfrequenz zu arbeiten. Man stimmt den leeren Resonator auf die Meßfrequenz ab, schaltet die Glimmentladung ein und verstimmt den Hohlraum, bis wiederum Resonanz eintritt. Die hierzu nötige Verstimmung ist ebenfalls gleich $\delta/2$.

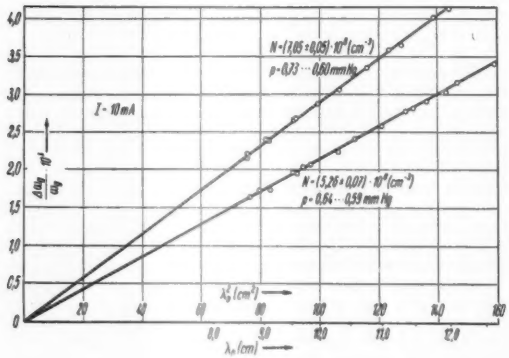


Fig. 2.

Für die Wahl der Resonatorform waren folgende zwei Gesichtspunkte maßgebend. 1. Es sollte die Frequenzabhängigkeit von δ experimentell geprüft werden, um nachzuweisen, daß die Dispersionsformel (1) für die Bestimmung von N zugrundegelegt werden darf; deshalb mußte die Eigenfrequenz des Resonators in weiten Grenzen veränderbar sein. 2. Die Verstimmung $\Delta\omega_0/\omega_0$ sollte sich allein aus geometrischen Daten einfach berechnen lassen. Beide Forderungen erfüllt der in Fig. 1 schematisch dargestellte Resonator. Er besteht im wesentlichen aus einer einseitig kurzgeschlossenen, kreiskonzentrischen Lecherleitung. Am rechten offenen Ende findet vollständige Reflexion statt, wenn die längste Grenzwellenlänge der im Rohr ohne Innenleiter möglichen Rohrwellen kleiner als die benutzte Wellenlänge ist. Durch Verschieben des Innenleiters in achsialer Richtung läßt sich die Eigenfrequenz weitgehend und unmittelbar meßbar variieren. Die Strahlung eines ziehbaren Magnetrons (Telefunken RD2Md, $8{,}5 < \lambda_0 < 12{,}8$ cm) wird durch eine kleine Bohrung in den Resonator eingestrahlt. Der Sendeantenne (S) gegenüber befindet sich ein kleiner Detektor (D), der die Resonanz der Strahlung über ein Galvanometer anzeigt. Das gläserne Entladungsrohr ist in den Resonator eingebaut. Für den Innenleiter ist durch Einblasen eines Glasrohres Platz gelassen, so daß der Innenleiter in Luft bei Atmosphärendruck verschiebbar ist (Mikrometerspindel). Die Glimmentladung brennt durch zwei Rohransätze durch das Entladungsgefäß.

Bei unserem Resonator ist noch zu berücksichtigen, daß das Plasma nicht den gesamten Innenraum V_0 des Resonators ausfüllt, sondern nur das um das Volumen V_g der Glaswände des Entladungsrohres verminderte Volumen $V_0 - V_g$. Außerdem ist zu beachten, daß die Elektronenkonzentration nicht homogen im Entladungsgefäß verteilt ist; unsere Messung kann also nur einen mittleren Wert für N liefern. Bedeuten ω_g die Eigenfrequenz des Resonators mit dem gläsernen Entladungsrohr und $\Delta\omega_g/\omega_g$ die durch das Plasma hervorgerufene Verstimmung, so liefert eine einfache Näherungsrechnung an Stelle von Gl. (2) die Beziehung

$$\frac{\Delta\omega_g}{\omega_g} = \frac{\delta}{2}\left(\frac{\omega_g}{\omega_0}\right)^2 \frac{\int\limits_{V_0 - V_g} \mathfrak{E}^2\, dv}{\int\limits_{V_0} \mathfrak{E}^2\, dv} = \text{const} \cdot \delta \tag{3}$$

($\mathfrak{E}$ elektrische Feldstärke des elektromagnetischen Feldes) für den Zusammenhang zwischen Verstimmung und Elektronenkonzentration.

Die folgenden Meßergebnisse wurden an einer Glimmentladung in ungereinigter Luft gewonnen. Fig. 2 zeigt, daß die Proportionalität zwischen $\delta\left(\sim \frac{\Delta\omega_g}{\omega_g}\right)$ und $\frac{1}{\omega_0^2}$ $(\sim \lambda_0^2)$ im Mittel auf 1% erfüllt ist.

Die Mikrowellenmethode ist auch bei elektronegativen und Molekülgasen anwendbar, bei denen die Grundlagen der Sondentheorie unsicher sind.

Den Herren Prof. M. Czerny und R. Seeliger sind wir für anregende Diskussionen und wertvolle Hinweise zu Dank verpflichtet.

Frankfurt a. M., Physikalisches Institut der Universität.
R. Honerjäger, E. Schulz-Du Bois.

Eingegangen am 7. April 1950.

[1]) Nach Abschluß der Arbeit (September 1949) wurden uns folgende amerikanische Arbeiten bekannt, bei denen Elektronenkonzentrationen in ähnlicher Weise gemessen werden: Adler, F. P.: J. appl. Physics **20**, 1125 (1949). — Holt, R. B., J. M. Richardson, B. Howland and B. T. McClure: Physic. Rev. **77**, 239 (1950).

Sichtbarmachung von Ultraschallwellen.

Die in der Physik gebräuchlichen optischen Verfahren für Untersuchungen im Ultraschallfeld gehen entweder auf das bereits 1866 von A. Toepler angegebene Schlierenverfahren (Änderung des Brechungsindex durch US) zurück, oder aber es werden Beugungs- und Interferenzerscheinungen von Lichtwellen benutzt, die ein in einer Flüssigkeit bestehendes US-Feld durchsetzen (Debye und Sears, Lucas und Biquard, Bachem, Hiedemann und Asbach u. a.). Erst die Anwendung des US für Zwecke der technischen Materialprüfung und der medizinischen Diagnostik ließ das Bedürfnis erstehen, US-Energie direkt in optische Energie umzusetzen. Pohlmann[1]) benutzt hierzu die richtende Wirkung der US-Energie auf eine Suspension feinster Al-Flitter. Werden diese geeignet beleuchtet, so kann aus dem im reflektierten Licht erkennbaren Grad der Ausrichtung der Flitter auf die US-Energie bzw. bei Durchschallung von Werkstücken auf Fehlstellen geschlossen werden. — Sokoloff[2]) tastet das durchschallte Werkstück auf der Austrittsseite des Schalles mit einem möglichst punktförmigen Empfänger ab und schließt aus der Ausbildung von Beugungsbildern nach Debye und Sears auf etwaige Inhomogenitäten. In einem anderen Verfahren benutzt er die auf einer Flüssigkeitsoberfläche durch US entstehende Struktur. Die Oberfläche der Flüssigkeit wird durch paralleles Licht seitlich beleuchtet, und im reflektierten Licht können Unregelmäßigkeiten im Schallfeld beobachtet oder photographiert werden. — K. Dussik[3]) hat in Zusammenarbeit mit F. Dussik für medizinische Diagnostik ein Verfahren durchgebildet, bei dem ein Empfängerquarz ein Registrierlämpchen steuert, das ein synchron bewegtes photographisches Papier belichtet. Er hat damit in der Diagnostik von Hirntumoren usw. gute Erfolge erzielt. — Rust, Haul und Studt[4]) benutzten auf Oxydationsreaktionen beruhende Verfärbungserscheinungen organischer Farbstoffe zur Sichtbarmachung von US-Energie. Ein prinzipieller Nachteil ihrer Methode beruht auf der Notwendigkeit, Lösungen zu benutzen, weshalb feinere Strukturen im US-Feld damit nicht darstellbar sind.

In unseren Versuchen zur Frage der US-Diagnostik beschritten wir einen von den bisher bekannten Methoden abweichenden Weg. Wir griffen auf die LENARDschen Kristallphosphore zurück, indem wir uns überlegten, daß es möglich sein müsse, eine Auslöschung der Phosphoreszenz auch durch US-Energie zu erhalten. Wir arbeiteten mit einer Reihe verschiedener Phosphore, mit denen wir vergleichbare Ergebnisse erhielten. Die vorliegende Mitteilung bezieht sich auf einen ZnSCdS-Phosphor mit einem — leider uns nicht mehr bekanntem — Phosphorogenzusatz.

Wird der angeregte Phosphor beschallt, so erfolgt an den beschallten Stellen eine Auslöschung der Phosphoreszenz, deren Stärke abhängig ist von der absorbierten US-Energie. Die Auslöschung erfolgt — entsprechend den Verhältnissen bei langwelliger UR-Auslöschung — vor allem durch Ausleuchtung, weshalb zu Beginn der Beschallung die beschallten Stellen zunächst heller aufleuchten als ihre Umgebung.

Der Deutschen Akademie der Wissenschaften Berlin möchten wir für die Gewährung finanzieller Unterstützung beim Aufbau des Senders ebenfalls unseren Dank abstatten.

Institut für Strahlenforschung der Universität Berlin.

H. SCHREIBER und W. DEGNER.

Eingegangen am 7. April 1950.

[1]) POHLMANN, R.: Z. Physik **107** 497 (1937); **113**, 697 (1939). — Z. angew. Phys. **1**, 181 (1948). — Forschgn. u. Fortschr. **16**, 248 (1940).

[2]) SOKOLOFF, S. J.: Elektr. Nachr.-Techn. **6**, 454 (1929). — Saw. Lab. **4**, 1468 (1935). — Techn. Phys. (USSR.) **5**, 217 (1938). — J. techn. Phys. **11**, 160 (1941).

[3]) DUSSIK, K.: Z. Neur. **174**, 153 (1942). — Der Ultraschall in der Medizin, S. 283. Zürich: S. Hirzel 1949. — Wien. med. Wschr. **1947**, 425. — Z. physik. Ther. **1**, 9 (1948).

[4]) RUST, H., R. HAUL u. H. J. STUDT: Naturwiss. **36**, 374 (1949).

Fig. 1. Abstand 0,4 cm.

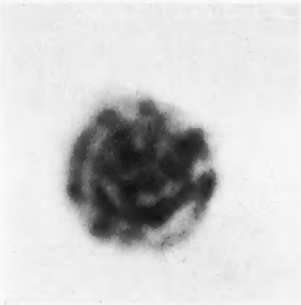


Fig. 2. Abstand 2 cm.

Fig. 3. Abstand 4 cm.

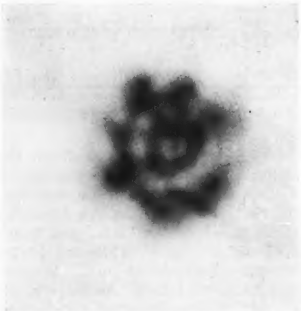


Fig. 4. Abstand 6 cm.

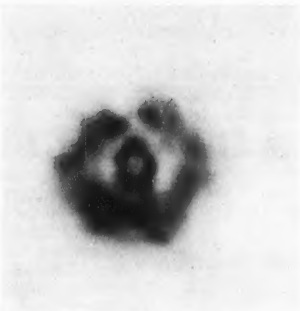


Fig. 5. Abstand 7 cm.

Fig. 6. Abstand 8 cm.

Selbstverständlich ist dieser Effekt intensitäts- und auch frequenzabhängig.

Die Aufnahmen zeigen als Beispiel die Untersuchung eines Schallfeldes, das von einem Quarz von 4 cm Durchmesser ausging, der in seiner Grundfrequenz von 1560 kHz erregt wurde. Die Aufnahmen wurden in 0,4 bis 11 cm Abstand von der Quarzoberfläche mit einer Belichtungszeit von 5 bis 30 sec angefertigt. Sie sind Kontaktkopien des Leuchtschirmes.

Man kann das Leuchtschirmbild wie bei der Röntgen-Schirmbildphotographie auch direkt mit einem lichtstarken Apparat photographieren und erhält damit sicherlich noch wesentlich bessere Resultate. Leider standen uns die erforderlichen Hilfsmittel hierfür nicht zur Verfügung.

Wir haben unsere Methode auch dazu benutzt, um mit US technische und biologische Objekte abzubilden und werden darüber an anderer Stelle berichten. Desgleichen erfolgt eine ausführliche Veröffentlichung der beschriebenen Versuche und ihrer Methodik an anderer Stelle.

Dankbar gedenken wir unseres so früh verstorbenen jungen Mitarbeiters HEINZ QUARITSCH, der es verstanden hat, mit primitivsten Mitteln den benutzten US-Sender im wesentlichen aufzubauen. Für wertvolle Hilfe bei den Versuchen danken wir auch Herrn KLAUS BEDNORZ.

Optische Bestimmungen von Schwebestoffen im Meere.

Während der Schwedischen Tiefsee-Expedition mit der „Albatross" wurden Untersuchungen über die Strahlungsenergie im Meere und die Durchsichtigkeit des Meerwassers durchgeführt. Der Schwebestoffgehalt, welcher, optisch gesehen, ebenfalls ein wichtiger Faktor ist, wurde mit Hilfe des TYNDALL-Effektes gemessen. Die Wasserschöpfer waren mit einer Ceresinschichte ausgekleidet, um Verunreinigung des eingeschlossenen Wassers zu verhindern. Nachdem der Schöpfer auf Deck gebracht worden war, wurde sofort eine Probe in eine kleine Glasflasche gefüllt. Diese wurde dann unmittelbar nachher in einem Nephelometer gemessen.

Durch diese Messungen konnten Anhäufungen von Schwebestoffen in verschiedenen Niveaus festgestellt werden, wie sie schon von KALLE[1]) an einem Meteorschnitt gefunden worden waren.

Das Diagramm zeigt eine Serie Messungen, wie sie von verschiedenen Niveaus der Romanche Tiefe erhalten wurden. Die oberste, 80 m tiefe Schichte ist genügend mit Licht durchflutet, um eine Assimilation möglich zu machen. In dieser Zone nimmt der Gehalt an Schwebestoffen, hauptsächlich Phytoplankton, sehr rasch mit der Tiefe ab. In den tieferen Schichten treten einzelne Minima und Maxima auf. Auffallend ist das rasche Abnehmen bei 4000 m Tiefe, welches durch das Eindringen des Antarktischen Zwischenstroms

verursacht ist. Dieser ist reich an Phosphat und Silikat, enthält aber nur sehr wenige Schwebestoffe. In 4800 m Tiefe nähert sich der Schwebestoffgehalt dem absoluten Minimum, das auf der Expedition gemessen wurde.

Ein spezielles Verfahren ermöglichte es, in kleinen und definierten Abständen vom Boden Wasserproben zu schöpfen. Gewöhnlich geschah dies 4, 10, 16, 25, 50, 150 m über dem Meeresboden. Durch diese Messungen wurde eine Feinstruktur in der Verteilung der Schwebestoffe in Bodennähe aufgefunden. In der Romanche Tiefe wurde in 23 m Höhe eine trübe Schichte festgestellt, während das Wasser 7 m über dem Boden sehr klar ist. Eine ähnliche Struktur zeigen andere hydrographische

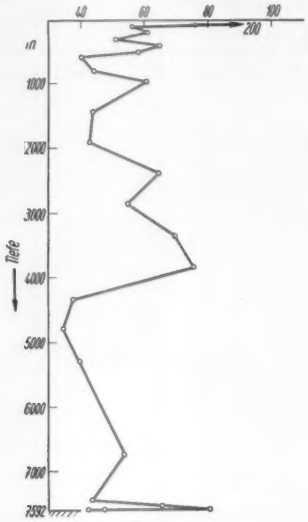


Fig. 1.

Größen, wie von Koczy gezeigt wird. Eine Veränderung der Dichte des Wassers konnte dagegen nicht festgestellt werden.

Eine solche Schichtung in Bodennähe wurde an vielen Stationen während der Expedition beobachtet. Eine Erklärung für dieses Phänomen kann möglicherweise darin zu suchen sein, daß laminare Strömungen Sediment von in der Nähe gelegenen höheren Stellen mitführen. Dies bedeutet, daß die Sedimentation von der lokalen Topographie beeinflußt wird.

Ozeanographisches Institut, Göteborg. N. G. Jerlov.

Eingegangen am 31. März 1950.

[1]) Kalle, K.: Ann. Hydr. Mar. Met. **67** (1939).

Die bodennahen Wasserschichten der Tiefsee.

Während der Schwedischen Tiefsee-Expedition (Juli 1947 bis Oktober 1948) wurden die bodennahen Schichten des Meerwassers einer eingehenden Untersuchung unterworfen. Zu diesem Zwecke wurde eine spezielle Methode für das Schöpfen der Wasserproben ausgearbeitet. Mit Hilfe eines hydraulischen Druckmeßgerätes konnte die Zugkraft, die von der hydrographischen Drahtlitze auf das Meterrad ausgeübt wurde, gemessen werden. An das Ende der Drahtlitze wurde ein 60 kg schweres Eisengewicht gehängt. Wenn dieses auf dem Boden auftraf, wurde die Zugkraft vermindert, was augenblicklich am Druckmeßgerät abgelesen werden konnte. Es wurde dann versucht, das Gewicht einen Meter über dem Boden zu halten. Augenscheinlich wurden die Bewegungen des Schiffes nicht auf das Litzenende übertragen, wenn die Meerestiefe hinreichend groß war. Die Elastizität des Stahldrahtes zusammen mit der Reibung im Wasser bewirken eine Dämpfung, so daß die Schiffsbewegungen welche vom Wellengang und von der Dünung verursacht waren, nicht im vollen Ausmaß weitergeleitet wurden. Die Wasserschöpfer waren in 3, 9, 15, 25, 50, 150, 300 und 500 m Höhe über dem Eisengewicht an der Litze befestigt. Ihr Abstand vom Boden war höher, da das Gewicht gewöhnlich 1 m über dem Meeresboden hing. Die Schöpfer waren innen mit Ceresin ausgekleidet, um Verunreinigungen des Wassers von den Metallwänden zu verhindern.

In der Figur ist ein Beispiel für die Veränderung der gemessenen hydrographischen Größen in Bodennähe gegeben. Hier ist die Situation an der Station 340, in der Romanche Tiefe, in 7592 m Wassertiefe durch die Kurven für Temperatur, Salzgehalt, Alkalinität, Sauerstoff, p_H, Phosphat, Silikat und Trübung erläutert.

Außer der Trübung, die von Jerlov[1]) eingehender behandelt wird, zeigt der Gehalt an gelöster Kieselsäure die markanteste Änderung mit der Tiefe. Der Kieselsäuregehalt steigt mit der Tiefe bis zu einem Maximum von 130 µg-Atom Si/L in 25 m Höhe über dem Boden, wogegen der Gehalt in der 20 m dicken bodennahen Schichte 121 µg-Atom Si/L beträgt. In den meisten atlantischen Stationen wurde ein solches Silikatmaximum knapp über dem Sediment beobachtet. Der Gehalt in den tieferen Becken schwankte zwischen 50 und 150 µg-Atom Si/L, aber ein Abnehmen um ungefähr 10 µg-Atom Si/L wurde in einer 20 bis 50 m dicken Bodenschichte immer festgestellt. Dies kann durch die chemischen

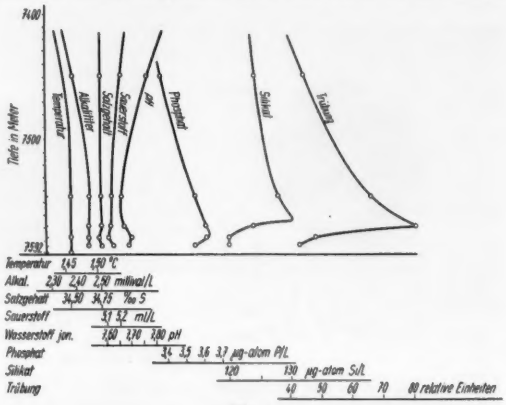


Fig. 1.

Kräfte erklärt werden, die zwischen dem Sediment und den gelösten Ionen wirken. An Bodenschwellen, wie z. B. am zentralatlantischen Rücken konnte dagegen diese Abnahme nicht festgestellt werden.

Der Phosphatgehalt zeigt ein ähnliches Maximum, das aber an der Station 340 nicht so ausgebildet ist. An einzelnen Stationen konnte dagegen ein Ansteigen des Phosphatgehaltes in den bodennahen Schichten festgestellt werden. An Schwellen war der Phosphatgehalt konstant mit der Tiefe, was durch eine größere Wassergeschwindigkeit seine Erklärung finden kann. Wenn auch hier chemische Veränderungen des Wassers eintreten, so konnten sie nicht festgestellt werden, da die größere Turbulenz keine deutlich ausgebildeten Gradienten entstehen läßt.

Der Chlorgehalt, der an der Station 340 konstant mit der Tiefe ist, zeigt an den Stationen zwischen Westindien und der Biskayabucht ein Ansteigen gegen den Boden. Da die Wasserstoffionenkonzentration keine Veränderung mit der Tiefe zeigt, so kann geschlossen werden, daß das Sediment hier einem „Verwitterungsprozeß" unterworfen ist.

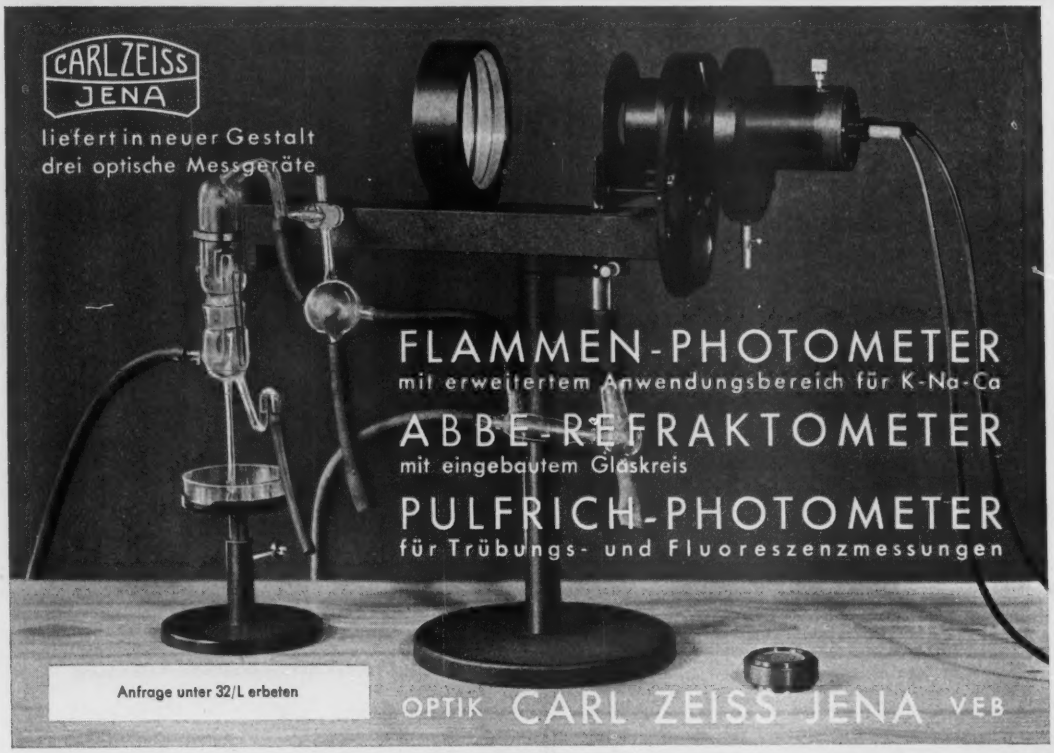
Zusammenfassend können über die Verhältnisse in den bodennahen Schichten folgende Schlüsse gezogen werden. In den tiefen Becken bewegt sich eine 20 bis 50 m dicke Wasserschichte anscheinend turbulenzfrei über den Boden. Der Austausch ist dadurch herabgesetzt, und durch chemische Kräfte bewirkte Veränderungen bilden einen Gradienten in dieser Schichte. An Schwellen und Bodenerhebungen ist die Turbulenz erhöht, wodurch der Austausch beschleunigt wird, so daß keine Gradienten in Bodennähe beobachtet werden können. An solchen Erhebungen dürften die chemischen Prozesse auch andere als in den Becken sein und Auslaugung oder Abtransport einzelner Bestandteile des Sedimentes eintreten, wodurch die über dem Boden gelegenen Maxima ihre Erklärung finden können.

Ozeanographisches Institut, Göteborg. F. F. Koczy.

Eingegangen am 31. März 1950.

[1]) Jerlov, N. G.: Naturwiss. **37**, 359 (1950).

Verantwortlich für den Textteil: Prof. Dr. Ernst Lamla, Göttingen. — Springer-Verlag, Berlin · Göttingen · Heidelberg.
Druck der Universitätsdruckerei H. Stürtz AG., Würzburg.



Taschenbuch für Chemiker und Physiker

Herausgegeben von

Dr.-Ing. **Jean D'Ans** und Dr. phil. **Ellen Lax**

Professor an der Technischen Universität Berlin-Charlottenburg — Physikerin in Berlin

Zweite, berichtigte Auflage

Mit 350 Abbildungen und graphischen Darstellungen. VIII, 1896 Seiten. 1949. Ganzleinen DMark 36.—

Anleitungen für die chemische Laboratoriumspraxis

Begründet von **E. Zintl †.** Herausgegeben von **R. Brill**

Band I: **Chemische Spektralanalyse.** Eine Anleitung zur Erlernung und Ausführung von Spektralanalysen im chemischen Laboratorium. Von **Wolfgang Seith** und **Konrad Ruthardt.** Vierte, verbesserte Auflage. Mit 106 Abbildungen im Text und einer Tafel. VII, 173 Seiten. 1949. DMark 16.50

Band II: **Kolorimetrie und Spektralphotometrie.** Eine Anleitung zur Ausführung von Absorptions-, Fluoreszenz- und Trübungsmessungen an Lösungen. Von **Gustav Kortüm.** Zweite, verbesserte Auflage. Mit 97 Abbildungen im Text. VI, 236 Seiten. 1948. DMark 16.50

Band IV: **Polarographisches Praktikum.** Von **J. Heyrovský.** Mit 90 Abbildungen im Text. VI, 118 Seiten. 1948. DMark 8.40

SPRINGER-VERLAG / BERLIN · GÖTTINGEN · HEIDELBERG

Kurzes Lehrbuch der Kolloidchemie

Von

Dr. chem. **B. Jirgensons** und Dr. chem. **M. Straumanis**

Universität Manchester, England — Universität Missouri, School of Mines, Rolla, USA.

beide vormals an der Universität Lettlands in Riga

Mit 175 Textabbildungen. VIII, 282 Seiten. 1949. DMark 18.60; Ganzleinen DMark 21.60

J. F. BERGMANN-VERLAG / MÜNCHEN

Debyeflex

Röntgenapparat

für Feinstruktur-Untersuchungen

Aufnahmegeräte

der verschiedensten Art

Rich. Seifert & Co. Hamburg 13

Röntgenwerk

Dr. Johannes Heidenhain, (13b) **St. Georgen** b. Traunstein

Telefon: Traunwalchen 96 oder 97

Spezialfabrik für Präzisionsleistungen

(Längen- u. Kreisteilungen), Mikroteilungen, Metall- u. Glasteilungen fotochemisch u. geätzt, Strichbilder und Testfiguren aller Art

Die organischen Katalysatoren

und ihre Beziehungen zu den Fermenten

Von Dr. Wolfgang Langenbeck, o. Prof. an der Universität Rostock

Zweite Auflage

Mit 8 Textabbildungen. VIII, 136 Seiten. 1949. DMark 15.—

SPRINGER-VERLAG / BERLIN · GÖTTINGEN · HEIDELBERG

MÜLLER MC 50

die bewährte

Feinstruktur-Röntgenröhre

C.H.F. Müller Aktiengesellschaft Hamburg

Neue Entwicklungen auf dem Gebiete der Chemie des Acetylens und Kohlenoxyds

Von

Dr. phil. Dr. phil. nat. h. c. Dr.-Ing. eh.

Walter Reppe

Direktor der Badischen Anilin- und Soda-Fabrik Ludwigshafen a. Rhein
Leiter der Forschungslaboratorien

Mit 40 Textabbildungen. VIII, 184 Seiten. 1949

DMark 21.—; Ganzleinen DMark 24.60

Als „Reppe-Chemie" oder „Die Neue Chemie" wird in der Fachwelt kurzweg der Kreis von Forschungs- und Entwicklungsarbeiten bezeichnet, durch die der derzeitige Leiter des wissenschaftlichen Hauptlaboratoriums der Badischen Anilin- und Sodafabrik weltbekannt geworden ist. Seiner genialen Unvoreingenommenheit und unermüdlichen Zähigkeit verdankt die Organische Chemie eine ungeahnte Ausweitung der synthetischen Möglichkeiten. Von diesen Untersuchungen, vor wenigen Jahren noch Betriebsgeheimnis und nur durch Patentschriften in groben Umrissen bekannt, ist erst nach Kriegsende durch die sofort einsetzende Exploration durch die Siegermächte der Schleier gezogen worden. Das vorliegende Werk ist die erste größere systematische Darstellung, die der Erfinder selbst der weiteren Fachwelt bietet. Es geht jeden Chemiker, insbesondere jeden organischen Chemiker an.

SPRINGER-VERLAG / BERLIN · GÖTTINGEN · HEIDELBERG

Herausgeber und verantwortlicher Redakteur: Professor Dr. Ernst Lamla, Göttingen. — Verantwortlich für den Anzeigenteil: Hans-Georg Halfter, Berlin W 35, Reichpietschufer 20. — Springer-Verlag, Berlin · Göttingen · Heidelberg. — Druck der Universitätsdruckerei H. Stürtz AG., Würzburg. — Printed in Germany.